



TITLE:

ビームプラズマ形イオン源に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

石川, 順三

CITATION:

石川, 順三. ビームプラズマ形イオン源に関する研究. 京都大学, 1979, 工学博士

ISSUE DATE:

1979-07-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r3949>

RIGHT:

ビームプラズマ形イオン源 に関する研究

1978年10月

石 川 順 三

ビームプラズマ形イオン源 に関する研究

1978年10月

石 川 順 三

DOC

1979

11

電気系

ビームプラズマ形イオン源に関する研究

内 容 梗 概

本論文はビームプラズマ形イオン源の開発研究によって得られた研究成果をまとめたものであり、5章より成っている。ビームプラズマ形イオン源は新しい動作原理に基づくイオン源で、ビームプラズマ電離機構を用いた効率のよい高密度プラズマの生成と電子による空間電荷中和を用いたイオンビームの引き出しによって良質でしかも大電流のイオンビームを得ることができる特徴を有する。本文の前半にイオン源の総括的考察を論じ、後半にビームプラズマ形イオン源の動作原理の解明および試作開発した各種イオン源の特性について記す。以下、各章毎にその梗概を述べる。

第1章では大電流イオン源を得るための基礎的考察を述べ、ビームプラズマ形イオン源が大電流イオン源としての特徴を具備していることを示した。良質で大電流イオンビームを得るためには、プラズマ特性としてプラズマ密度と電子温度が高くイオン温度が低いプラズマである必要があり、またイオン源の引き出し系の構造ではパービアンスが高くイオンの空間電荷中和のできるものが有利であることを示した。これらの要求に対する具体的な対策について、プラズマ生成およびイオンの引き出しの両観点から論じた。また、ビームプラズマ形イオン源のビームプラズマ電離を用いたプラズマ生成並びに空間電荷中和を用いたイオンの引き出しは、大電流イオン源として必要とする特性を備えていることを示した。

第2章では今日までイオン源に関する統一的な理論や解析が極めて少ないことに鑑み、イオンの生成からイオン源プラズマの生成、イオンビームの形成およびイオン源の応用と現状についてイオン源の総括的考察を行った。イオンの生成では多価イオンを含めた正イオンの生成および負イオンの生成について記した。イオン源プラズマの生成ではイオン源プラズマはそれを構成する各粒子がプラズマ生成室壁面への衝突の確率が極めて高く壁面の影響が著しいプラズマであることを示し、その条件を考慮したイオン源プラズマの生成に関する理論並びに解析について論じた。イオンビームの形成ではイオンビームの引き出しに関する比例則等を考慮することにより良質で多量のイオン電流を得るための方法について述べ、またイオンビームの質を表現することのできる便利な物理量としてのエミッタンスについて各種の定義のエミッタンスを取りまとめた。最後に、最近のイオン源の応用と現状について記した。

第3章ではビームプラズマ形イオン源の動作原理としてプラズマ生成機構であるビームプラズマ電離とイオン引き出し機構である空間電荷中和を用いたイオンの引き出しについて述べ、次に高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源の動作原理について記した。ビームプラズマ電離においては、イオン

源全体のエネルギーの流れ図を作ることにより電離機構を各過程に分類し、その過程の中で最も重要なビームプラズマ相互作用過程について線形理論を用いた解析によりイオン源のプラズマ特性について論じた。また、イオン生成率を検討することによって電離の主体がビームプラズマ相互作用により生じたマイクロ波の加熱効果によって高いエネルギーを持ったプラズマ電子であることを示した。ビームプラズマ相互作用による発振振幅が大きく、非線形理論を適用する必要がある場合のビームプラズマ電離についても記した。空間電荷中和を用いたイオンビームの引き出しにおいては、初めにイオンの空間電荷力の引き出されるイオンビームに及ぼす影響について考察し、次にそれを緩和するため電子によるイオンの空間電荷中和をすることによって期待されるイオンビームへの質的および量的両面の改善効果について論じた。高エネルギー 2 次電子併用形ビームプラズマ形イオン源では、1 次電子ビームと、コレクタ電極からの 2 次電子ビームを積極的にビームプラズマ電離に利用するプラズマ生成法について線形および非線形理論を使用して説明を加え、それによって得られたプラズマからのイオン引き出しについても概説した。

第 4 章は本研究において試作開発した各種イオン源のそれぞれの特性について記した。ビームプラズマ形イオン源の原形となるプロトタイプビームプラズマ形イオン源では、イオン源のプラズマ生成やイオン引き出しに関する基本的な特性について述べた。動作解析用ビームプラズマ形イオン源Ⅰでは、本イオン源の特徴的なプラズマ生成法であるビームプラズマ電離を解明するために行ったビームプラズマ相互作用の測定やイオン生成率の測定等の各特性と、ビームプラズマ電離により得られたプラズマからのイオンの引き出しに関する基礎特性を記した。動作解析用ビームプラズマ形イオン源Ⅱでは、ビームプラズマ電離によって得られたプラズマからのイオンの引き出しに関して比例則や良質のイオンビームの引き出しに関する測定によって得られた特性について述べた。高エネルギー 2 次電子併用形ビームプラズマ形イオン源は、互いに逆方向に進行する 2 本の電子ビームのビームプラズマ電離を積極的に利用して高密度プラズマを生成し、また空間電荷中和を用いたイオンの引き出し法を積極的に用いることにより低電圧でも大電流イオンビームの引き出しを行うことができる。ここでは、このイオン源のビームプラズマ電離特性およびイオン引き出し特性について述べた。多価イオン源としてのビームプラズマ形イオン源では、初めに、電子衝撃簡易形イオン源で 1 価イオンを作りそれをビームプラズマ形イオン源の電離領域に導入することにより多価電離を行うイオン源の特性を示した。次に、ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を積極的に用いて低いガス圧力においても遅波回路と電子ビームの相互作用を利用して多価イオンを生成する原理のイオン源に関する考察を行い、最後に、高エネルギー 2 次電子併用形ビームプラズマ形イオン源の動作条件を適当に選択した多価イオン源動作特性について記した。

第 5 章は本研究で得られた結論である。

まえがき

1970年代の初期にイオン注入技術を用いた半導体素子製作が注目されて以来、イオンビームを用いた工業技術分野が急速に発達し、近年では電子のたちふるまいを扱う電子工学に対しイオンのたちふるまいを扱うイオン工学とも言うべき学問分野が確立しつつある。主として物性面でイオンを取り扱う研究分野においては、当初、イオンを半導体の不純物として注入することを主としており、必要とするイオン電流量が μA 以下の極めて微量であったため、それまでの加速器の技術分野において開発利用されていたイオン源をそのまま利用することが多かったし、また、それで十分必要量を満たしていた。しかし、イオンが電子と異なり元素そのものの性質を持った粒子であることから、イオンを物質の構成材料として見る応用分野が次々と開花し、核融合におけるプラズマの加熱と炉燃料補給用としてのアンペア級大電流イオン源の用途を始めとして、イオンビームによる表面処理すなわちイオンプレーティングやエッチング、さらに結晶成長、化合物合成など極めて多くの電流量を必要とする応用分野が研究され始めるようになった。また、イオンが高いエネルギーまで容易に加速できる重い粒子であることから、イオンロケットの推進機関としての研究や、物質表面の計測に用いたり、医療における診断用として利用したりする分野も開発されるようになり、イオンビームを用いた研究分野は幅広く、興味深いものとなりつつある。このように必要とするイオン電流量が量的にも質的にも高度化してきたにもかかわらず、それを供給する源であるイオン源の開発の研究は必ずしも順調であったとは言えない。大電流イオンビームを必要とする研究分野では、イオン源の研究の進展がむしろその研究の進展を左右すると言った状態にあると言っても過言ではないと思われる。

イオンを用いる研究分野の拡大に伴い、イオンビーム発生の源であるイオン源の開発は、高温動作金属イオン源、高輝度イオン源、大電流イオン源、多価イオン源等それぞれの目的に沿って開発が進められるようになった。しかし、イオン源において扱うイオンのたちふるまいやプラズマの性質は従来のプラズマ物理学で扱われた知識だけでは不十分であり、しかも放電現象特有の再現性に乏しい現象を扱う必要があるため、個々のイオン源に対する理論はあっても、イオン源全体に対する統一的な設計理論の確立は極めて困難であった。イオン源の重要性が十分認識されてきて以来、各応用分野で独立に開発されてきたイオン源の特性を同一の場で討論しようと、1970年代にはイオン源に関する国際会議が欧米諸国に於いて次々と開催されるようになった。それによって、種々の分野における新しい知見が数多く交流されイオン源の発達に著しい効果をもたらしたが、同時に、イオン源の開発の根底にある理論解析の難しさも世界の研究者達の新たに認識するところとなった。従って、今日に至るまで、イオン源に関する統一的な設計理論を扱った研究の数は極めて乏しい状態にある。この理論を体系化することは、今後のイオン源の開発、しいてはイオン工学の進展に是非必要なことであると言わねばならない。

このような内外のイオン源の研究状況に鑑み、我が国独自の動作原理に基づくビームプラズマ形イオン源を研究開発すると共に、その研究開発に伴って得たイオン源に関する一般的知見をイオン源の統一的理論解析の確立の一助にしようとするのが本研究の目的である。ビームプラズマ形イオン源の動作の基本原理は京都大学工学部電子工学教室高木俊宜教授（イオン工学実験施設長兼任）の創意によるものであり、同研究室において1970年からビームプラズマ形イオン源の研究開発を著者を混じえた共同研究の形で開始し現在に至っている。電子ビームを使ってプラズマの生成からイオンの引き出しまで行うと言うアイデアは、大電力クライストロンにおいて残留ガスの電離によりイオンが生成され、そのイオンが電子銃の加速電圧により電子ビームの加速方向と反対方向のカソード側に加速され、その際に電子ビームの空間電荷の作る負の電位の谷に捕捉され細く絞られたイオンビームとなってカソードの中心を衝撃し、イオンエッチング作用によって小孔が開くという現象から発したものである。大電力クライストロンの基本構造に、生成されるプラズマ密度を多くするために、プラズマ生成室として集束用の磁界を付した細長いドリフトチューブを設け、ガスを導入してビームプラズマ相互作用によるビームプラズマ電離を起こさせる構造とすることにより、電子ビームによる高密度プラズマの生成と空間電荷中和による高輝度イオンビームの引き出しを特徴とするビームプラズマ形イオン源の基本構造ができあがる。

国外においても1970年代前半は多くのイオン源が開発された時期であった。ビームプラズマ形イオン源の開発と同じ頃にソ連のデュブナ研究所で多価イオン源として開発されたEBIS（電子ビームイオン源）は、構造的にはビームプラズマ形イオン源と類似点があるが、動作原理的には全く性質を異にしたものである。むしろ、動作原理的には、ビームプラズマ形イオン源はイオン源本体の中でビームプラズマ相互作用によりマイクロ波を発生してマイクロ波放電をすることから、この時期に米国や仏国を中心に開発されたECR（電子サイクロトロン共鳴吸収形）イオン源に近いものと考えることができる。

本論文では、まず初めにイオン源の統一的な理論解析が極めて少ない現況を鑑み、イオン源に関する種々の理論解析を整理統合すると共に、特にプラズマの生成に関しては著者の考えを大幅に導入してとりまとめ、イオン源に関する総括的考察を行った。次に、ビームプラズマ形イオン源の動作原理として、新しいイオン源プラズマ生成機構であるビームプラズマ電離を詳細に検討すると共に、空間電荷中和作用を用いたイオンの引き出しに関しても定性的な議論を行った。また、最後に、ビームプラズマ形イオン源を高輝度イオン源、大電流イオン源、多価イオン源等種々の目的のイオン源としての開発研究を行い、その過程で試作した各種イオン源の特性をとりまとめた。

目 次

まえがき

第 1 章 序 論	1
1-1. 大電流イオン源を得るための基礎的考察	1
1-1-1. 引き出されるイオン電流の量	1
1-1-2. 引き出されるイオンビームの質	4
1-1-3. イオンビームの輸送	6
1-1-4. イオン源の大電流化	7
i) イオン源プラズマ	8
ii) イオン引き出し系	10
iii) イオンビーム輸送系	13
1-2. ビームプラズマ形イオン源の動作基本概念	14
参考文献	17
第 2 章 イオン源に関する総括的考察	18
2-1. 序	18
2-2. イオンとその属性	19
2-2-1. イオンの分類	19
2-2-2. 電離電圧と電子親和力	20
2-2-3. 電離過程	24
i) 正イオンの生成	24
(a) 電子との衝突による電離	25
(b) 電子との衝突による多価電離	27
(c) 表面電離	29
(d) 電界電離	31
(e) 熱電離	32
ii) 負イオンの生成	34
2-3. イオン源プラズマの生成	37
2-3-1. 1 価イオンを主としたプラズマの生成	37
i) 平均自由行程	37
ii) プラズマ生成における重要なパラメータ	39
iii) イオン閉じ込め時間	41

iv) イオン化物質の供給	41
v) 電離にあずかる電子の量	45
vi) 放電エネルギーの選択	50
vii) イオンの閉じ込め	53
2-3-2. 多価イオンを主としたプラズマの生成	55
i) 価電状態密度分布	55
ii) 熱平衡モデル	56
iii) コロナモデル	57
iv) イオン閉じ込め時間を導入したモデル	59
2-4. イオンビームの形成	62
2-4-1. プラズマからのイオンビームの引き出しと形成	62
i) イオン放出面の形状	62
ii) スケーリング則	64
iii) 引き出されるイオン電流の上限値	66
iv) 最適イオンビームの形成	68
2-4-2. エミッタンス	69
i) エミッタンスの不変性	69
ii) エミッタンスと輝度の定義	71
iii) 2乗平均エミッタンス	73
iv) エミッタンスとプラズマ特性との関係	75
v) 測定法	77
2-5. イオン源の応用と現状	78
2-5-1. イオンの応用分野	78
2-5-2. イオン源の現状	80
参考文献	83
 第 3 章 ビームプラズマ形イオン源の動作原理	 87
3-1. イオン源の原理的構造	87
3-1-1. 電子銃を備えたイオン引き出し系	87
3-1-2. ドリフト空間	89
3-1-3. コレクタ領域	89
3-2. ビームプラズマ電離	90
3-2-1. ビームプラズマ電離機構の概要	90
3-2-2. エネルギーの流れ	98
3-2-3. ビームプラズマ相互作用	100

i) 分散式	101
ii) 不安定性判別法	104
iii) 能動結合の解析	106
iv) 衝突効果を考慮した分散式	108
3-2-4. イオン生成率	110
3-2-5. 非線形理論を用いたビームプラズマ電離	113
i) 準線形緩和	114
ii) 飽和イオン電流の評価	116
3-3. 空間電荷中和を用いたイオンビームの引き出し	118
3-3-1. 空間電荷効果	119
i) 径方向の空間電荷力によるイオンビームの発散	119
ii) 軸方向の空間電荷効果による引き出されるイオン電流の空間電荷制限	120
iii) イオン放出面の形状	123
3-3-2. 電子によるイオン引き出し系の空間電荷中和効果	123
i) イオンビームの発散の緩和	124
ii) 引き出し得るイオン電流の空間電荷制限の緩和	126
iii) イオン放出面の形状	129
3-4. 高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源の動作原理	134
3-4-1. 構造	134
i) 電子銃を備えたイオン引き出し系	134
ii) ドリフト空間	134
iii) コレクタ領域	135
3-4-2. 動作原理	135
3-4-3. ビームプラズマ電離を支配するパラメータ	139
i) 電子ビーム電圧と電流	139
ii) ガス圧力	140
3-4-4. イオン引き出し特性	144
参考文献	146
 第4章 ビームプラズマ形イオン源の特性	 149
4-1. 各イオン源装置の概要	149
4-1-1. プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源	149
4-1-2. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰ	152
4-1-3. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱ	155
4-1-4. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源	159

4-1-5. 多価イオン源としてのビームプラズマ形イオン源	167
4-2. プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源	169
4-2-1. 構造	169
4-2-2. 動作原理	172
i) Total-Glow Condition A	172
ii) Total-Glow Condition B またはビームプラズマ電離状態	173
iii) Beam-Confined Condition	173
4-2-3. 動作特性	173
i) Total-Glow Condition A形動作	174
ii) Total-Glow Condition B形動作	175
4-3. 動作解析用ビームプラズマ形イオン源 I	179
4-3-1. 構造	179
i) 電子銃	180
ii) ドリフト空間	180
iii) コレクタ領域	183
iv) イオン引き出し系を設けたイオン源	183
4-3-2. マイクロ波の観測	184
4-3-3. プラズマ密度と電子温度	185
i) ラングミュアプローブ法	185
ii) 空洞共振器を用いる方法	187
iii) プラズマ特性とイオン生成率	189
iv) プラズマの発光	192
4-3-4. イオン引き出し特性	192
i) イオン引き出し系の磁界形状	193
ii) プラズマ密度とイオン電流の関係	195
4-3-5. エミッタンス	197
i) エミッタンスの測定	197
ii) イオン温度	198
4-4. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 II	199
4-4-1. 構造	199
i) 電子銃を備えたイオン引き出し系	199
ii) ドリフト空間	201
iii) コレクタ領域	201
4-4-2. ビームプラズマ電離により生成されたプラズマの特性	202
4-4-3. イオン引き出し特性	202

4-4-4. 多孔電極によるイオンビームの引き出し	206
4-4-5. エミッタンス	208
4-4-6. 質量スペクトル	211
4-5. 高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源	212
4-5-1. 構 造	212
4-5-2. マイクロ波発振の観測	213
4-5-3. 電子ビームのエネルギー分布	217
4-5-4. プラズマ特性と引き出されるイオン電流	219
i) 電子ビーム電流特性	219
ii) ガス圧力特性	223
4-5-5. エネルギー幅	228
4-6. 多価イオン源としてのビームプラズマ形イオン源	229
4-6-1. 電子衝撃簡易形イオン源とビームプラズマ形イオン源の 2 段形多価イオン源	229
i) 電子衝撃簡易形イオン源	229
ii) 2 段形多価イオン源の構造と動作原理	230
iii) 特 性	234
4-6-2. ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を用いた遅波回路内蔵形 ビームプラズマ形多価イオン源に関する考察	236
i) 基本動作原理	236
ii) ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用	237
iii) 基礎実験	244
4-6-3. 高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の 多価イオン特性	247
i) 価電状態密度分布の計算	247
ii) 多価イオンの質量スペクトル	249
iii) ガス圧力特性	251
iv) 電子ビーム電流特性	254
参考文献	255
第 5 章 結 論	258
あ と が き	260
謝 辞	261
本論文に関する著者および連名の発表論文並びに講演会等一覧	262
本論文で参考にした卒業論文並びに修士論文	269

第 1 章 序 論

各種のイオン応用分野が開拓されていくと同時に要求されるイオンビームの質や量も広範囲にわたるようになってきた。原子核物理学，核融合，宇宙推進機関，イオン注入，イオンプレーティング，結晶成長，化合物合成，表面分析，医学への応用などのイオンを応用する分野のいずれの場合においてもイオンビームの大電流化は重要な課題となってきた。

ここでは，まず，イオン源とそのビーム特性に重要な役割を果たす主要な物理量を整理評価し，さらに，それらの評価を基にイオン源の大電流化に必要な対策について重要と思われるものの整理を試みる。¹⁾次に，これらの基礎的考察によって，ビームプラズマ形イオン源の動作基本概念が大電流イオン源に適していることを紹介する。

1-1. 大電流イオン源を得るための基礎的考察

1-1-1. 引き出されるイオン電流の量

イオン源からイオンビームとして引き出される電流には，そのイオン引き出し系での電界とイオンの空間電荷の関係とから，また，プラズマの源からのイオン流放出能力とから以下に示すような関係式が存在する。

イオン引き出し口から引き出される電流は，イオン自らが持つ正の空間電荷により電界が変化し，引き出し得るイオン電流は，次式で示されるように空間電荷に制限された電流値となる。

$$I_{si} \cong 4.3 \times 10^{-8} \left(\frac{2a}{d} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{M} \right)^{1/2} \cdot V^{3/2} \cdot r \quad (1-1)$$

ただし，プラズマ中のイオンは1価のものだけしかないとする。

式1-1の空間電荷制限電流 I_{si} (A)は，図1-1に示すように半径 a (cm)の丸形引き出し口から，引き出し電極間隙 d (cm)，電圧 V (V)で質量数 M のイオンを引き出す1次元モデルの場合の電流値である。式1-1右辺の最後の r は，イオン引き出し領域に電子による空間電荷中和がある場合に空間電荷制限電流が緩和されるときの係数，すなわち，空間電荷制限緩和係数で1以上の値を持つ。

イオン源から引き出される電流は式1-1だけによって決まるのではなく，同時にプラズマ生成室にあるプラズマの源が式1-1に見合うだけのイオン流を供給できなければならないために，プラズマからのイオン電流として，式1-2に示されるようなイオン飽和電流 I_{pi} (A)が必要である。(図1-1参照)

$$I_{pi} \cong 3.0 \times 10^{-13} a^2 \left(\frac{1}{M} \right)^{1/2} \cdot T_e^{1/2} \cdot n_i \quad (1-2)$$

ここに， T_e (eV)はプラズマの電子温度， n_i (cm^{-3})はプラズマ密度を表わす。^{*}

* n_i は正確にはプラズマイオン密度のことであるが，プラズマは空間電荷が中和された状態にあるためプラズマ電子密度もプラズマイオン密度も等しく，ここではプラズマ密度の代表として n_i を用いる。

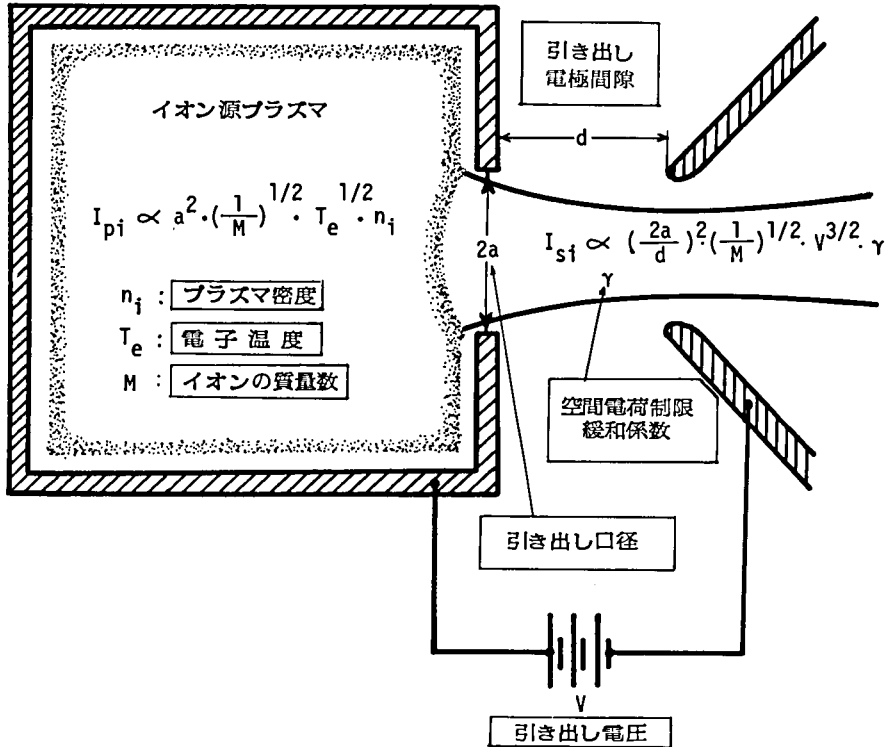


図 1-1. 引き出されるイオン電流の量に関わる主要な物理量を説明する図。

主要な物理量には□を印した。

式 1-1 および 式 1-2 の電流値が同じであるように、引き出し系とプラズマ条件が保たれたとき、始めて良質で多量のイオンビームの引き出しが可能となる。その条件は、式 1-1 および 式 1-2 を連立することによって与えられる。

$$\frac{d}{V^{3/4} \cdot \gamma^{1/2}} \cdot n_i^{1/2} \cdot T_e^{1/4} = 7.6 \times 10^2. \quad (1-3)$$

条件式に現われる変数は、引き出し系の条件やプラズマの条件によって互に関連性があることを示しており、例えば、プラズマ密度が多くなれば引き出し電圧を大きくするか、引き出し電極間隙を小さくするかなどのように、2 つ以上の変数を同時に変えることにより式 1-3 を満足させなければならない。

式 1-1, 式 1-2 および 図 1-1 にも示したように、引き出されるイオン電流の量に関わる物理量は、

イオン源プラズマ側ではプラズマ密度、電子温度およびイオンの質量数があり、イオン引き出し系側では、引き出し口径、引き出し電極間隙、引き出し電圧および、引き出し系の空間電荷制限緩和係数があることがわかる。それらの各物理量は、イオンの質量数および引き出し口径を除いて独立ではなく、互いに式 1-3 を通じて相関がある。

特にイオン電流量について考えれば、質量数 M は式 1-3 の条件式に現われずに式 1-1 および式 1-2 共に同じ依存性 $M^{-1/2}$ で現われ、この質量依存性は、イオン電流本来の特性と考えることができる。他の条件が同じならば質量の重い元素のイオンほど引き出されるイオン電流が少ないことを示しており、例えば、プロトン (H^+) が 10 mA のイオン源と、キセノンイオン (Xe^+) 1 mA のイオン源とでは、電流量がプロトンイオン源の方が多からと言って良いイオン源であると簡単に評価することはできない。イオン源の評価としては、質量依存性を考慮すると、キセノンイオン電流をプロトン電流に換算してキセノンの質量数の $1/2$ 乗の $\sqrt{131.3}$ を 1 mA に掛けることにより 11.45 mA となり、キセノンのイオン源の方が等価的に多くのイオン電流が得られると評価することができる。すなわち、イオン源のイオン電流の質量依存性を規格化するためにイオン電流値に質量数の $1/2$ 乗を掛けたプロトン換算値で評価する必要がある。

いま、引き出し系の空間電荷中和がなされていない場合について考えれば、イオン引き出し系の関係式 1-1 からわかるように、アスペクト比 $2a/d$ が増加すると、イオン電流はその 2 乗に比例して増加するため、良好なイオン光学系を保ちつつできるだけアスペクト比の大きなイオン引き出し系を設計することが望ましい。しかし、あまりアスペクト比を大きくとり過ぎると、電極電位とその孔の中心との間にも電位差が生じ過ぎ良好なイオン引き出しに必要な光学系を保つことができなくなる。従って、この上限値を 1 程度とすれば、単孔から引き出し得る最大イオン電流は、系の大小によらずその電極間の破壊電圧以内では、引き出し電圧の $3/2$ 乗だけに依存する。引き出し系の光学的条件を良好に保ちつつその寸法を変化させる場合には、イオン放出面の半径 a を L 倍したときには電極間隙 d も L 倍する必要があるため、式 1-3 の条件式によって、各変数間に式 1-4 で示されるスケール係数間の関係が満足されていなければならない。

$$\frac{V^3}{n_i^2 \cdot T_e} = L^4 \quad (1-4)$$

また、磁界 B が存在する場合には詳細なスケール係数則 (比例則とも言う) の解析により式 1-4 とは独立に、次式で示される関係が満足されていなければならない。²⁾

$$\frac{M \cdot V}{B^2} = L^2 \quad (1-5)$$

イオン電流を増加するには、式 1-1 および式 1-2 から明らかなようにイオン引き出し電圧を絶縁破壊電圧を越えない範囲で高くすると同時に、式 1-3 の関係を満たしながらプラズマ密度と電子温度の高いプラズマ源を作る必要がある。従って、これらプラズマ密度や電子温度もイオン源を評価するための重要な物理量と考えることができる。

場合によっては、式 1-2 で表わされるイオン飽和電流の能力は十分であるが式 1-1 で示される空間

電荷制限電流が十分満たせないような引き出し系の場合には、空間電荷制限を緩和するために、引き出し系において電子を用いたイオンの空間電荷中和を積極的に用いることによって大電流のイオン引き出しを実現することができる。空間電荷中和の程度を示す係数 γ の値は、うまく中和ができれば数10程度にまで容易に持っていくことができる。従って、イオン引き出し系の空間電荷制限緩和係数 γ もイオン源を評価するための重要な物理量の1つである。

1-1-2. 引き出されるイオンビームの質

イオンビームを評価する場合、その質的評価を除外して単に電流量だけで議論することはできない。イオン源から引き出されたイオンビームの質の良否を判定する量としてエミッタンスが用いられる。この値は適当な規格化を行えばビームの行路中一定値である場合が多く、ビームに備わった不変量として重要であり、また、種々のイオン源のイオンビームの質の比較値として用いることができ有用である。さらに装置のアクセプタンスがわかれば、エミッタンスの値によってビームの通過量の見当をつけることができる便利さもある。

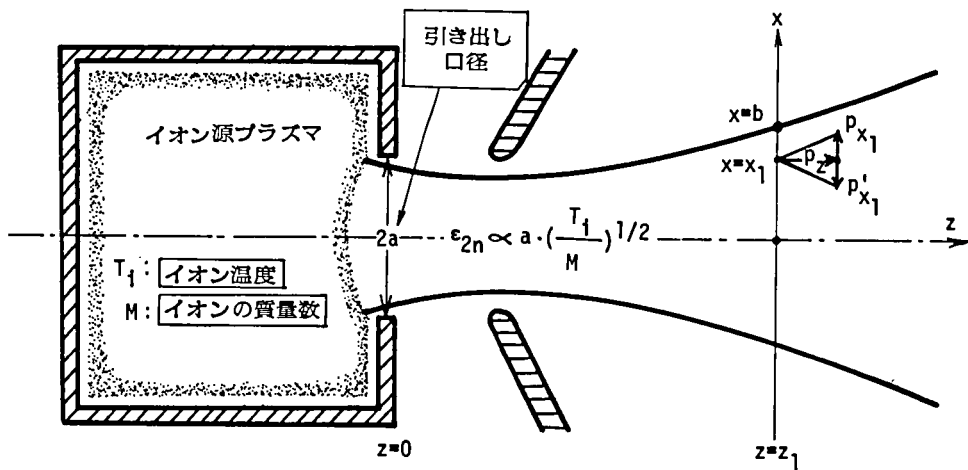
いま、集団運動をしている粒子系を考えると、その運動は3次元の位置空間と3次元の運動量空間によって作られる6次元の位相空間にある体積を占有していることに相当する。この体積は粒子が通常の空間を通過している限り時間に対して一定値を保つことが証明されており（リュビルの定理）、従って、一種の不変量として取り扱うことができる。集団運動をしている粒子系というのではなく、イオンビームのように常に一方向（ z 軸）に粒子が流れている場合には、 z 軸方向の位相空間を考えることが難しいのでこれを省いて、ビーム断面に相当する x 、 y 軸より成る4次元位相空間で考えた方が理解が容易となる。ビームの運動が軸方向と径方向について独立であれば、4次元の位相空間体積、すなわち、4次元規格化エミッタンスは不変量となる。このように位相空間体積は不変量であっても通常用いられているエミッタンス（2次元エミッタンス ϵ_2 ）の定義は第2章でも示すように、

$$\begin{aligned}\epsilon_2 &= \frac{1}{\pi} \int \alpha(x) dx \\ &\cong \frac{1}{\pi} \int \frac{p_x}{p_z} dx\end{aligned}\quad (1-6)$$

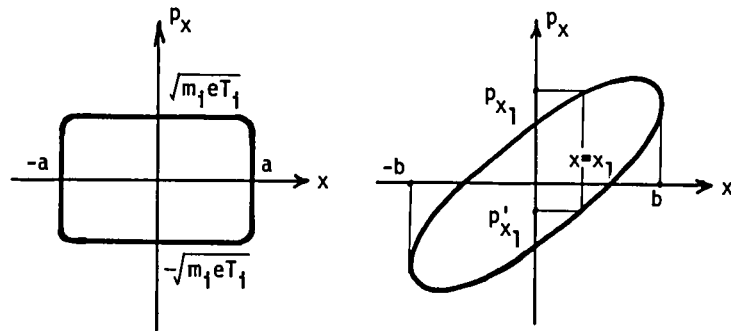
p_z ; 粒子の z 軸方向の運動量

p_x ; 位置 x における粒子の x 方向運動量

のように位相空間体積を z 軸の運動量で割った形をしている。そのために、これを不変量として取り扱うには z 方向の運動量またはエネルギーの $1/2$ 乗を掛けて規格化する必要がある。このようにすれば、外力による加速、減速、集束等の如何にかかわらず、規格化エミッタンスは不変量となる。同様に、不変量である電流と4次元エミッタンスの比をとることによって、不変量である輝度も定義することができる。一方、 z 軸方向の位置を明確に決められないため、 z 軸の運動量空間だけの分布を扱ったのがエネルギー幅である。さらに、ビームの運動が径方向 x 、 y 軸について独立であれば2次元規格化エミッタンスが不変量と



エミッタンス図



規格化エミッタンス $\epsilon_{2n}(z=0) = 2a \cdot \left(\frac{eT_i}{m_i c^2}\right)^{1/2}$

$\epsilon_{2n}(z=z_1) = \epsilon_{2n}(z=0)$

エネルギー幅

$E_s(z=0) \cong T_i$

$E_s(z=z_1) \cong T_i$

図 1-2. 引き出されるイオン電流の質に関わる主要な物理量を説明する図。主要な物理量には□を印した。

なる。

規格化エミッタンスがイオンビームの走行中一定であれば、プラズマとの境界面であるイオン引き出し口においても同じ値を取り、プラズマ特性を表す物理量との関係があるはずである。実際図 1-2 に示すように、規格化エミッタンスはイオンビーム引き出し口の半径 a (cm)、プラズマのイオン温度 T_i (eV) およびイオンの質量数 M だけに依存する式で関係づけられる。³⁾

$$\epsilon_{2n} = 6.5 \times 10^{-7} a \cdot \left(\frac{T_i}{M}\right)^{1/2} \quad (1-7)$$

ただし、規格化にエネルギーを用いた場合には、エミッタンスが質量に依存せず $a \cdot T_i^{1/2}$ だけに比例する式で表わすことができることに注意しておく必要がある。また、エネルギー幅 E_s は $E_s \cong T_i$ で表わすことができるから、引き出されるイオン電流の質に関わる物理量としては、1-1-1項すでに現われた引き出し口半径およびイオンの質量数と、新らしくプラズマのイオン温度が加わることになる。

一般に、イオンビーム引き出し口径を小さくし、イオン温度を下げることであればエミッタンスの小さいビームを得ることができる。エミッタンスは、ビームの進行の直角方向での粒子の運動のランダムさを表わす量として考えることができるため、この値は小さいほど良質のイオンビームと言うことができる。

1-1-3. イオンビームの輸送

イオンの空間電荷効果は、イオンビームが引き出され加速された後のビーム輸送系での光学系を決定する重要な要因である。空間電荷が中和されていないイオンビームは、場合によっては輸送不可能となる。このような事態を避けるための条件は $d > 2b$ で与えられる。ただし、 d はイオンビーム引き出し電極間隙、 b はビーム半径である。この条件は、単孔電極引き出し系では通常アスペクト比が1以下であるので常に満たされているが、多孔電極の場合は等価的にアスペクト比が極めて大きくなるからこの条件を満たすことができない。このような場合にはある程度の空間電荷の中和は必ず必要である。ビーム光学系を支配する他の要因であるエミッタンスと空間電荷効果とを、ビームの径方向の運動方程式から比較することができる。イオンビーム断面の x 方向の運動方程式は、イオン粒子群を統計的に取り扱うことにより、 x 方向の外力が無い場合次のように表現できる。

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dz^2} = \frac{\tilde{\epsilon}_{2n}^2}{\tilde{x}^3} + \frac{6.5 \times 10^5}{\tilde{x}} \cdot \frac{M^{1/2} \cdot I_i}{V^{3/2}} \quad (1-8)$$

ただし、ビームの進行方向を z 軸とする。また \tilde{x} は2乗平均値を表わす。 $\tilde{\epsilon}_{2n} \text{ (m} \cdot \text{rad)}$ はビーム断面 x 方向の2乗平均エミッタンスである。

$\tilde{x} = 10^{-2} \text{ m}$ (ビーム半径 $b = 1 \text{ cm}$) の場合の、ビームの x 方向の運動に対する重要度を比較した図を図1-3に示す。⁴⁾ 例えば、10 kV 加速の10 mA の H^+ ビームであればパービアンスは $10^{-8} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}$ 程度であり、また、エミッタンスが $10^{-4} \text{ m} \cdot \text{rad}$ 程度であれば図中で空間電荷の中和がない限りイオンビームの光学系は空間電荷力に強く支配され急激にビームは発散する。従って、イオンビームが大電流になるに伴い、その輸送系に必ずイオンの空間電荷中和機構を設ける必要性が生じてくる。

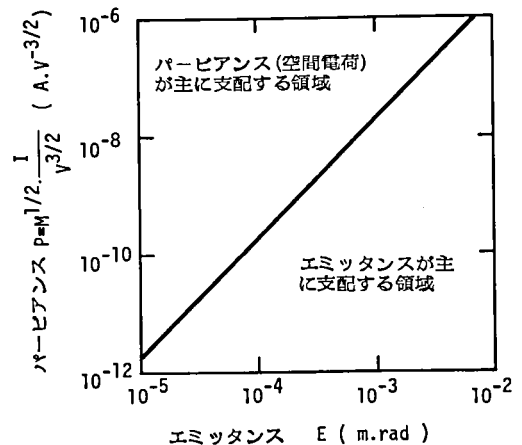


図1-3. 無電界場を通過する際のビーム光学を支配するパービアンスとエミッタンスの重要度の比較。
 $\tilde{x} = 10^{-2} \text{ m}$ の場合。

1-1-4. イオン源の大電流化

良質で大電流のイオンビームを得るためには、前述したイオン源に関わる各物理量がどのように改良されなければならないかを表1-1に示した。すなわち、次に示す事項について十分考慮する必要がある。

(i) イオン源プラズマ

電流量を多く得るには、プラズマ密度と電子温度が十分高いことが望ましい ($I_i \propto n_i \cdot T_e^{1/2}$)。

	物 理 量	記 号	改 良 点	関 係 式
イオン源プラズマ	電 子 温 度 イ オ ン 温 度 プ ラ ズ マ 密 度 イオンの質量数	T_e ※ T_i n_i ※ M	できるだけ高く できるだけ低く できるだけ高く 一様に	$I_i \propto T_e^{1/2}$ $\epsilon_{2n} \propto T_i^{1/2}$ $I_i \propto n_i$
イオン引き出し系	引 き 出 し 口 径 引 き 出 し 電 極 間 隙 引 き 出 し 電 圧 空間電荷制限緩和係数	a d ※ V ※ γ ※	小さい方がよい 光学系を悪くしない程度 に $2a/d$ を大きく設計 できるだけ高く 破壊電圧以下 できるだけ大きく	$\epsilon_{2n} \propto a$ $I_i \propto (2a/d)^2$ $I_i \propto V^{3/2}$ $I_i \propto \gamma$
イオンビームの輸送	空 間 電 荷 中 和		輸送系全体にわたり できるだけ中和 大電流の輸送に必需	

※印の付いた各物理量には互いに相関関係があり、その関係式を常に満たしている必要がある。

表1-1. イオン源に関わる物理量の大電流化に伴う改良点。

電流の質を良くするには、イオン温度をできるだけ低く ($\epsilon_{2n} \propto T_i^{1/2}$)、プラズマで密度を引き出し口付近で一様にすることが望ましい。

(ii) イオン引き出し系

電流量を多く得るには、引き出し電圧を高くし、($I_i \propto V^{3/2}$)、イオン光学系を良好に保ちつつ引き出し系のアスペクト比をできるだけ大きくすることが望ましい ($I_i \propto (2a/d)^2$)。また、引き出し系の空間電荷中和が行えるのであれば、空間電荷制限緩和係数ができるだけ大きくなる様にするのが望ましい ($I_i \propto \gamma$)。電流の質を良くするには、引き出し口径は小さくし ($\epsilon_{2n} \propto a$)、空間電荷中和を行ってイオンビームの発散を少なくする。

(iii) イオンビームの輸送

イオンビームの発散を抑えるために、輸送系全体にわたってできるだけ空間電荷中和する必要がある。以下、これらの各事項についてとられている対策について考察してみる。

j) イオン源プラズマ

プラズマの電子温度を高くして、イオン温度を低い状態に抑える最も効果的な方法として、例えば、電子サイクロトロン周波数に等しいマイクロ波をプラズマ中に導入し、サイクロトロン共鳴吸収（ECR：electron cyclotron resonance）過程によってプラズマ中の電子を選択的に加熱すれば、イオン温度はほとんど変わることなく電子温度を上げることができる。サイクロトロン周波数は、磁界を B (Gauss) として電子サイクロトロン周波数が $f_{ce}(\text{Hz}) = 2.8 \times 10^6 \cdot B$ であるから、閉じ込め磁界が k Gauss 程度のプラズマ生成室中では GHz 程度のマイクロ波によってプラズマ電子のサイクロトロン共鳴吸収を行わせることができる。イオンサイクロトロン周波数 ($f_{ci}(\text{Hz}) = 1.5 \times 10^3 B/M$) やイオンプラズマ周波数は、電子サイクロトロン周波数に比べて極めて低いいためイオンが加熱されることはない。

イオン源ではプラズマ生成室において作られるプラズマが高密度でしかも効率よく生成されなければならない。図 1-4 に示すようにプラズマ生成に関わるエネルギーの流れを考えてみることで、効率よくプラズマを生成するための考察を行うことができる。イオン源において電離をするためにプラズマ生成

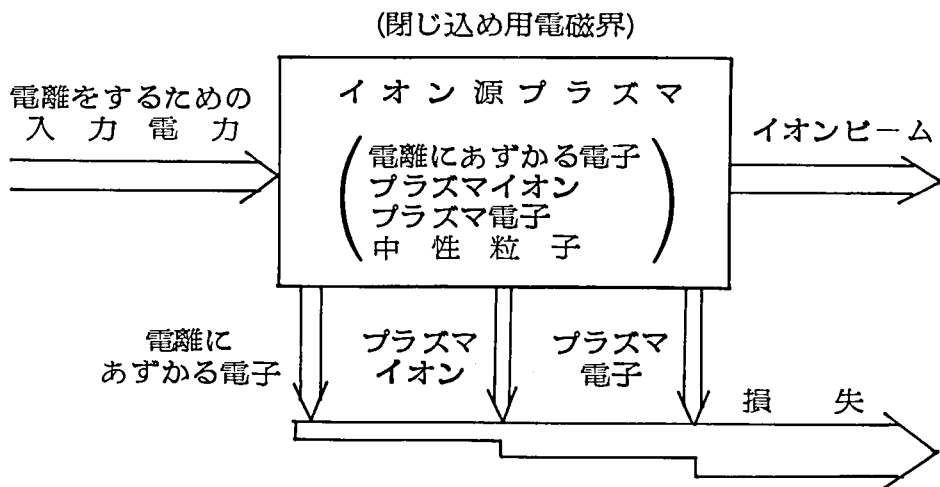


図 1-4. イオン源のエネルギーの流れ図。

室に使用された入力電力のうち、有効に利用されるのは、ビームとして引き出されたイオンが中性粒子から電子を剝ぎとられる際に要した電離エネルギー程度である。その他の電力は、プラズマ生成室の壁へ電離にあずかる電子が直接衝突したり、またプラズマ中のイオンや電子が壁面で消滅することによって、プラズマ生成室壁面へ損失として利用されずに流れ去ってしまう。従って、高密度のプラズマを得るためには、多くの電力を効率よくプラズマ生成に利用すると同時に、それに関与する粒子の消滅をできるだけ少なくしなければならない。イオンの生成が平均エネルギー E_b (速度 v_b) を持つ電子ビームによって行われるとすれば、プラズマイオン密度 n_i の時間変化は式 1-9 で表わすことができる。

$$\frac{dn_i}{dt} = n_o \cdot \sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b - \frac{n_i}{\tau_{ei}} \quad (1-9)$$

ここで、 n_o および n_b はそれぞれ中性粒子密度および電子ビーム密度を表わし、 σ は電離断面積、 τ_{ei} はイオン閉じ込め時間を表わす。イオンの生成と消滅が釣り合った平衡状態であれば、 $dn_i/dt=0$ として、プラズマイオン密度を次式により得ることができる。

$$n_i = \tau_{ei} \cdot n_b \cdot \sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_o \quad (1-10)$$

式1-10からもわかるように、プラズマ生成を支配する重要なパラメータは、イオン閉じ込め時間 τ_{ei} 、電離にあずかる電子密度 n_b 、そのエネルギー $\sigma(E_b) \cdot v_b$ と中性粒子密度 n_o であることがわかる。

式1-10はイオン閉じ込め時間が大きいことが望ましいことを示しているが、プラズマ中のイオンはプラズマ電位がカソードやアノードなどの壁面より高電位にあれば金属面に接する部分においてシーsthroughして多量に消滅する。イオン閉じ込め時間 τ_{ei} (sec) をこの仮定を用いて簡単に評価すると次式で表わすことができる。

$$\tau_{ei} = 1.7 \times 10^{-6} \frac{V}{S_a} \left(\frac{M}{T_e} \right)^{1/2} \quad (1-11)$$

ここに、 $V(cm^3)$ および $S_a(cm^2)$ はそれぞれプラズマ生成室の体積およびイオンの消滅に関与する金属表面積を表わす。プラズマ生成室内にプラズマを閉じ込めるための強い磁界が存在すれば、磁界に垂直な方向には荷電粒子の運動が制限されるため磁界に垂直な壁面の面積が S_a となり、磁界に平行な壁面の面積は S_a から省かれる。磁界がないか弱い場合には、 S_a はプラズマ生成室内表面全体を表わすと考えることができる。式1-11はプラズマ生成室ができるだけ V/S_a の大きい構造であるのが良いことを示している。強い磁界でプラズマを閉じ込め、磁界に垂直な面はできるだけイオン引き出し口として利用し、軸方向引き出しする方法が効果的である。磁界が弱い場合には、プラズマ生成室の形状は、寸法が大きく細長いものよりも球形に近く、また、プラズマ生成室内に不必要な金属面の少ないことが望ましい。

イオン化したい物質は、蒸気、すなわち、中性粒子の状態でプラズマ生成室に供給されるが、高密度のプラズマを得るために過度の蒸気圧で供給すれば、イオン引き出し口から逃げ去る粒子の数が多く、ガス効率が極めて悪くなる。また、真空保持の点からも好ましくない。ガス効率を ζ としてプラズマ密度が n_i (cm^{-3})、ガス効率が ζ であるための中性粒子の蒸気圧 p (Torr) は、中性粒子および電子温度をそれぞれ T_o (K) および T_e (K) として

$$p = 1.57 \times 10^{-19} \cdot n_i \cdot (T_o \cdot T_e)^{1/2} \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right) \quad (1-12)$$

で与えられる。例えば、ガス効率50% ($\zeta=0.5$) で $T_e=1.16 \times 10^5$ K (10eV) のとき、 $n_i=10^{12} cm^{-3}$ を得ようとすれば

$$p = 9.3 \times 10^{-4} \text{Torr} (T_o=300 \text{K})$$

$$2.4 \times 10^{-3} \text{Torr} (T_o=2,000 \text{K})$$

となり、プラズマ生成室内の蒸気圧として $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Torrが良いということになる。

次に、電離にあずかる電子密度について考えてみる。電子による中性粒子の電離断面積は、そのエネルギーが $50 \sim 100 \text{ eV}$ 付近において最も大きい。このようなエネルギーを持った電子が $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ Torr}$ の蒸気圧のガス圧力中を通過するとき、例えば、プラズマ生成室の寸法程度である 5 cm 進む間に衝突電離する回数は、 $5 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-1}$ 回程度と少ない。従って、単に直進する電子だけを利用する電離方法は効果的とは言えない。式 1-10 に示した $\sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b (=J_b \cdot \sigma(E_b)/e)$ の値を大きくするためには、電子ビーム量を増す必要があるが、単に電子ビーム電流量を増加することは電離に要する電力も同時に増加することになるだけで、電力効率の改善にはならない。そこで等価的に電子ビーム量を増すような方法を考える必要がある。そのために、電子ビームの運動を適当に操作し、荷電粒子の運動に対して作用力のある電界および磁界を有効に利用する。電子ビームの有効飛行長を増す例として、大きく分けて以下に示す 3 つの方法がある。まず、電界の利用では、電界によって電子をプラズマ生成室に閉じ込めることによって電子のエネルギーを使い尽すまで利用する。カソードから引き出された電子は、対面に設けたカソード電位の反射電極によって反射されることを利用する。また、電界と磁界の利用では、電子の有効飛行長を十分に増すために、電界と磁界が直交した状態を利用することができる。直交電磁界中においては、電子はトロコイドと呼ばれる軌道を取りながら、電磁界に直交する方向に流動する。従って、電子を閉じ込めて十分な電子の飛行長を得るためには、その流動運動を閉じ込める必要があり、流動運動を円軌道にすることがよく行われる。そのために、軸方向磁界と半径方向電界や、軸方向電界と半径方向磁界を用いることができる。他方、不均一磁界の利用では、磁界の強さが空間的に変化している場合には、強磁界の部分で荷電粒子が反射され、弱磁界の部分に荷電粒子特に電子が捕捉される現象（ミラー効果）を利用して電子の有効飛行長を増すことができる。これらの詳細については第 2 章において示す。

イオン化しようとする物質のプラズマ生成室への輸送現象や、プラズマ生成室に導入されたガス状物質の衝突電離機構を化学反応の立場から検討することも重要である。例えば図 1-5 に示すように、イオン源を金属蒸気発生炉、プラズマ生成室、生成室内の電子放出部（フィラメント）の 3 つに大別し、それに引き出し電極系、質量分離器、ターゲットを加えて 1 つの輸送系とし、それに対応してイオン化すべき物質の輸送系を考える。金属蒸気発生炉やプラズマ生成室内での中性粒子の運動は、分子間の衝突よりもプラズマ生成室内壁への衝突が支配的である。従って、中性分子又は原子の内壁表面への衝突現象として (a) 単純な弾性衝突、(b) 解離を伴う衝突、(c) 内壁表面への拡散や吸着を伴う衝突、(d) 凝縮によるトラップ作用を伴う衝突、(e) 合金化や吸収によるトラップ作用を伴う衝突、(f) トラップされた分子や表面原子と結合して安定な低蒸気圧分子を形成する衝突などの過程を考え、衝突した原子や分子が表面を離脱する過程や時間遅れを考慮して電子衝突によるイオン化を解明しなければならない。⁵⁾

ii) イオン引き出し系

単孔引き出しの場合、式 1-1 に示したようにイオン光学系を良好に保ちつつアスペクト比を大きくするには限度がある。大電流引き出しを目的とするには、大きく分けて多孔電極引き出し系を用いて等価的に引き出し系のアスペクト比を大きくするか、イオン引き出し系の空間電荷を中和してパービアンスを増加するかの 2 つの方法がある。

多孔電極引き出し系を用いる方法としては、図 1-6 に示すように引き出し電極の孔の数を多数個設け

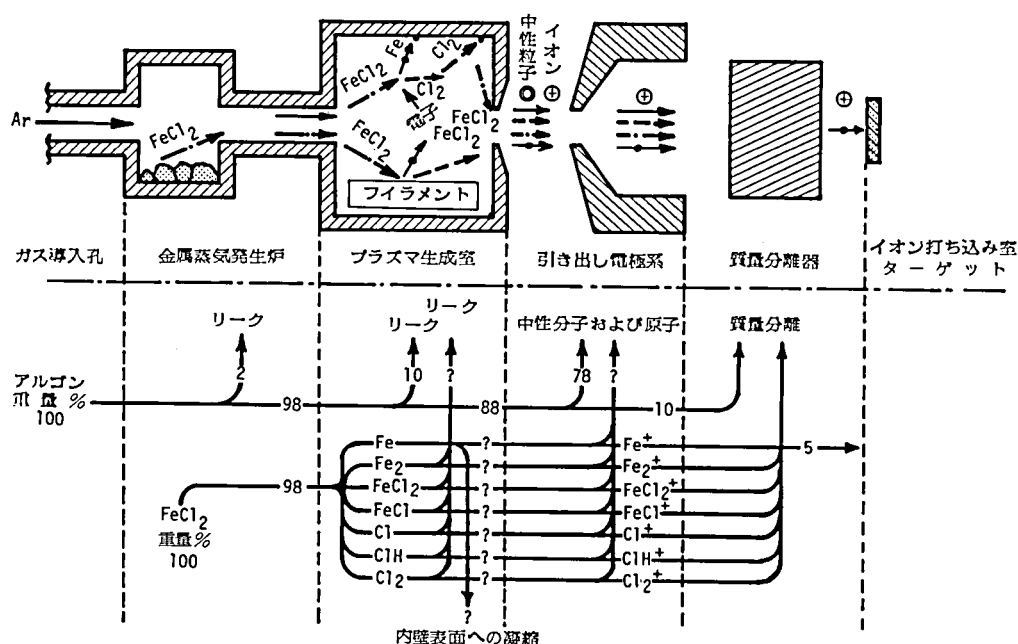


図 1-5. イオン化すべき物質の輸送系統図。

る方法と、スリット状の引き出し電極にする方法とがある。高密度のイオン電流を得るためには、多孔電極を設ける場合、各引き出し電極孔の寸法を小さくしてもとの引き出し孔の範囲程度におさめる方法が採用される。例えば、寸法のスケーリング係数 L を $1/10$ にとると、電子温度は一般にイオンの引き出し系のスケーリングによってあまり変化しないので、プラズマ密度は式 1-4 に示すように $n_i \propto 1/L^2$ の関係によって 10^2 倍にする必要がある。また引き出し系において磁界が存在する場合には、式 1-5 により $B \propto 1/L$ の関係によって磁束密度は 10 倍にする必要がある。この場合に得られるイオン電流は孔の個数が $1/L^2$ 倍すなわち 10^2 倍になると仮定すると孔の個数に比例して同様に 10^2 倍となる。この場合は引き出し距離が L 倍 ($1/10$ 倍) になり、等価的な電極孔の直径は変わらないため、等価的なアスペクト比が $1/L$ 倍 (10 倍) となった引き出し電極系を構成したと考えることもできる。

アスペクト比が極めて大きくても理論値に近い良好なイオンビームを得るための他の方法について考察してみよう。アスペクト比を大きくとり過ぎると、電極電位とその孔の中心との間にも電位差が生じ過ぎ、良好なイオン引き出しに必要な光学系を得ることができなくなる。そこで、電極の孔全体に強制的に電極電位を与えて 1 次元モデルである平行平板 2 電極引き出しの状態に近づける方法として、電極の孔の全体にメッシュを張る方法が考えられる。このようにすればアスペクト比を十分大きくすることも

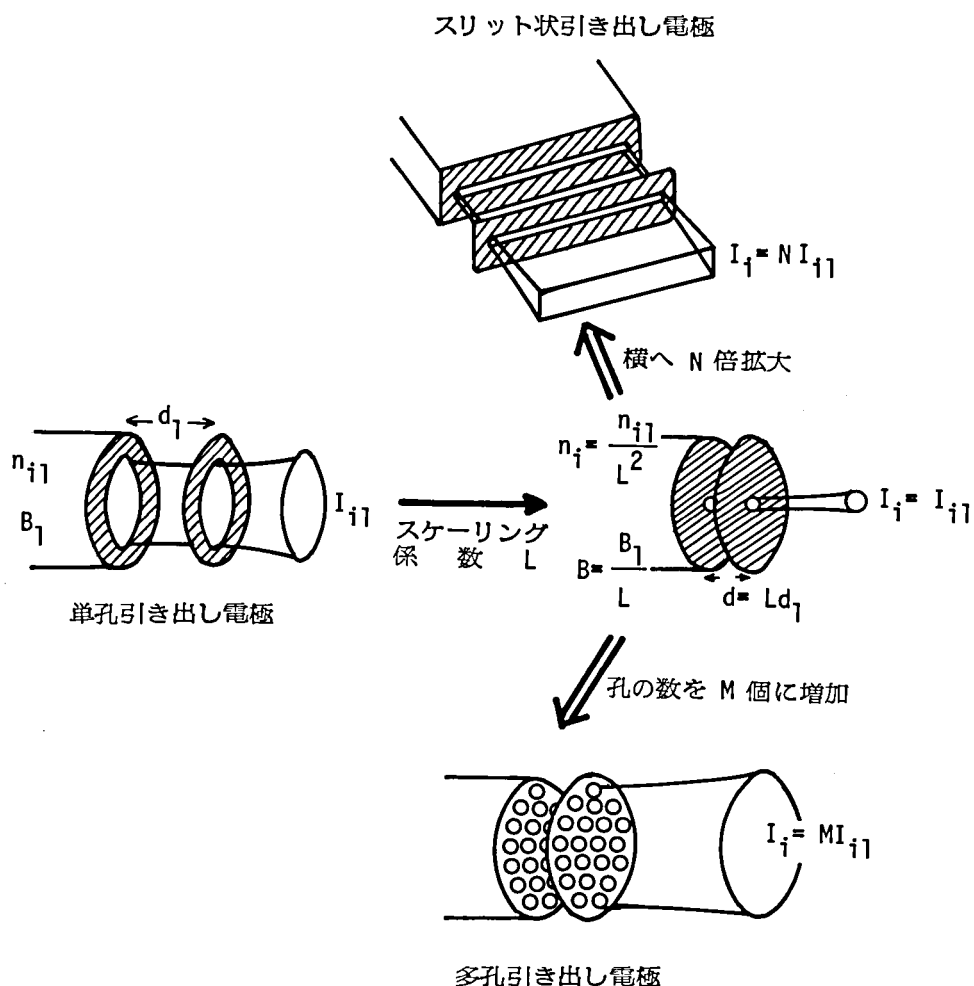


図 1-6. 多孔電極引き出し系を用いる場合の電極の基本的変形。

可能である。この場合、できるだけ有効にイオンを引き出すためには、電極対のメッシュの位相を揃えることにより、引き出し電極へのイオン電流損失を少なくすることが必要である。このように位相を揃えたメッシュ電極対による大電流イオンビーム引き出しは、すでに述べた多孔電極による大電流イオンビーム引き出しと等価であることがわかる。

イオンビームを引き出す場合の制限となっているものはイオンの空間電荷であるから、引き出し系全体にわたってその空間電荷を効果的に中和すれば空間電荷制限が相当緩和されることが期待される。引き出し系におけるイオンの空間電荷量は、図 1-7 に示すように引き出し孔付近が最大で、引き出し電極に向かって漸減している。イオンの空間電荷量とよく似た形で電子の空間電荷分布を作るためには、例えば、図 1-7 中に示したようにプラズマ中に高密度の電子温度の高いプラズマ電子 (T_{e2}) を作り電子温度の低いプラズマ電子 (T_{e1}) との引き出し系へのそれらの合成分布を利用することができる。また、引き出し電極から電子を導入すれば一層空間電荷の中和は効果的となる。電子温度の高いプラズマ電子のエネルギーや密度を適当に選べば、電子による空間電荷中和のない場合に比べて引き出し得るイオン電流は数倍

から数 10 倍安定に引き出すことができる。^{6),7)}

iii) イオンビーム輸送系

イオンビーム輸送系で、その空間電荷を中和する方法としては、(a)外部より強制的にイオンビーム中に電子を流入させ中和する方法、(b)イオンビームが中性原子と衝突することにより発生する 2 次電子を中和に用いる自己中和方式の 2 種類存在する。(b)の方式による空間電荷中和方式では、中性粒子ガス圧力が 10^{-4} Torr 程度必要となりイオンビームを長い行路走行させる系においては適用できない。

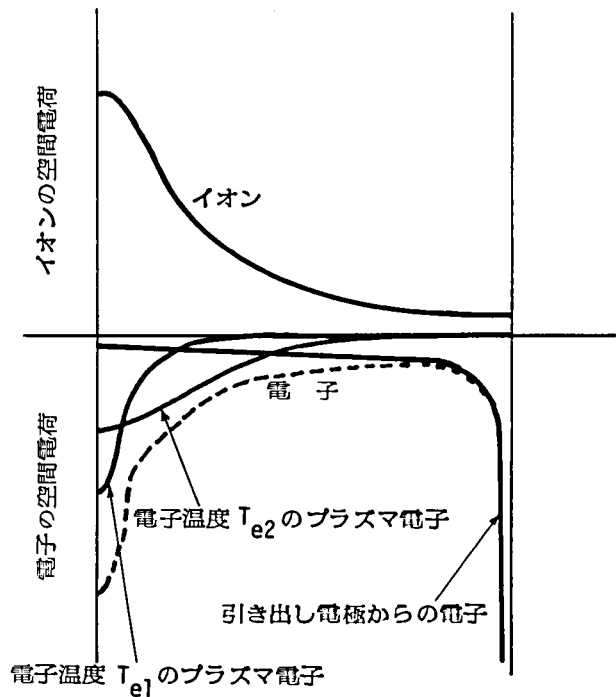
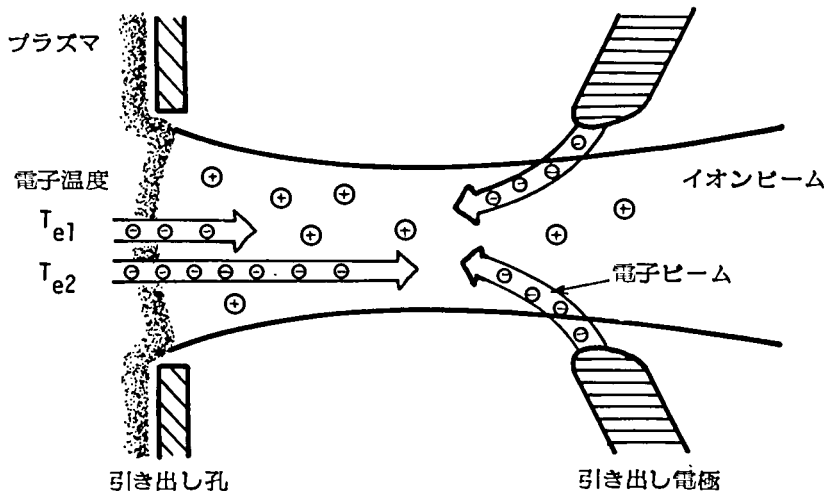


図 1-7. 空間電荷中和を用いたイオン引き出し系。

1-2. ビームプラズマ形イオン源の動作基本概念

一般に、イオン源は中性ガス状粒子からイオンと電子を作るプラズマ生成室を持ち、プラズマ生成室の一部に開けた孔から負電界によってイオンを引き出す方式を採るのが普通である。ビームプラズマ形イオン源もこの方式であるが、入射電子ビームとプラズマの相互作用を積極的に利用してプラズマの生成を効率化すると同時に、電子ビームの負電荷によって、引き出されるイオンビームの空間電荷中和効果を巧みに利用しイオンの発生と引き出しとを同一の電子ビームを用いて効果的にを行い、集束性の良い高密度・大電流イオンビームを得ることができるイオン源である。このイオン源は筆者らの研究室において開発され、他のイオン源に例を見ない優れた特徴を有するため多方面から関心が持たれている。ビームプラズマ形イオン源の名称は、ビームとプラズマの相互作用を巧みに利用していることより名付けた。

イオン源の基本構造は、図1-8に示すように電子ビーム、中性ガス状粒子、プラズマの混在するプラズマ生成室（ドリフト空間）、および円筒カソードを用いて電子ビームを形成すると同時にプラズマ生成室からのイオンを引き出す作用を兼ねたイオン引き出し系に別れる。プラズマ生成室（ドリフト空間）には上から導入された中性ガス粒子が充満し（ガス圧力は $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Torr）、下方からは電子ビームが入射してくるのでガス状原子または粒子に衝突して電離しイオンと電子ができる。すなわち、ドリフト空間はプラズマ状態になる。そのプラズマと入射してくる電子ビームの間に相互作用が生じマイクロ波領域（ $2 \sim 20$ GHz）の高周波発振が起こり、電子ビームの直流電力がマイクロ波領域の高周波電力に変換される。図中軸上電位の波形は高周波振動によって生じた電位分布を概念的に表わす。マイクロ波領域の高周波電力は効率良くプラズマ中の総ての電子にエネルギーを与え高周波振動を生じさせる。十分のエネルギーを得たこれらのプラズマ内の電子が中性ガス粒子に衝突すると、中性ガス粒子は電子とイオンに別れて電離する。この新しい電離方式をわれわれはビームプラズマ電離と呼んでいる。電離を行うプラズマ電子の数は、入射電子ビームの電子数に比べれば非常に数が多いため、電子ビームだけの衝突電離を使用した電離方式に比べると極めて効果的な電離方式である。また電離により増加したプラズマ中の電子は、さらに電離に寄与するため容易に $10^{11} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の高密度プラズマを得ることができ、通常の $100 \sim 1,000$ 倍のイオンが得られる。プラズマ生成室には外部ソレノイドにより軸方向に磁界を加えているため、電子ビーム、イオンビームが集束するのみならず、プラズマの閉じ込め効果もある。ドリフトチューブ壁面は総て磁界に平行であるため、この壁面で消滅するプラズマ中のイオンの数は大幅に抑制され、効率良く高密度プラズマが生成される。プラズマ密度が高ければ、大電流イオンの引き出しは可能であり、高密度大電力イオン源として用いることができる。もし導入する中性ガスを少なくしてドリフト空間内のガス圧力を低くすれば（ $10^{-7} \sim 10^{-5}$ Torr）、ビームプラズマ電離においてプラズマの電子温度を高くすることができ、プラズマ中の多価イオンの含有率が多くなり、多価イオン源として用いることもできる。

イオン引き出し系は、電子ビーム形成用の電極により構成され、これらにより作られる電界は、電子を上部に加速すると同時に、プラズマ中の多価イオンに対してはプラズマ生成室からイオンを下方に引き出す負電界にもなっている。ところで、ドリフト空間へ入射する電子ビームの通路には負の電荷を持つ電子によって負電位の谷が形成されており、ビームプラズマ電離によって生成された高密度プラズマのなかのイオンは正の電荷を持っているため、負の電位の谷に捕捉され、空間電荷を中和されながら電子と逆方向

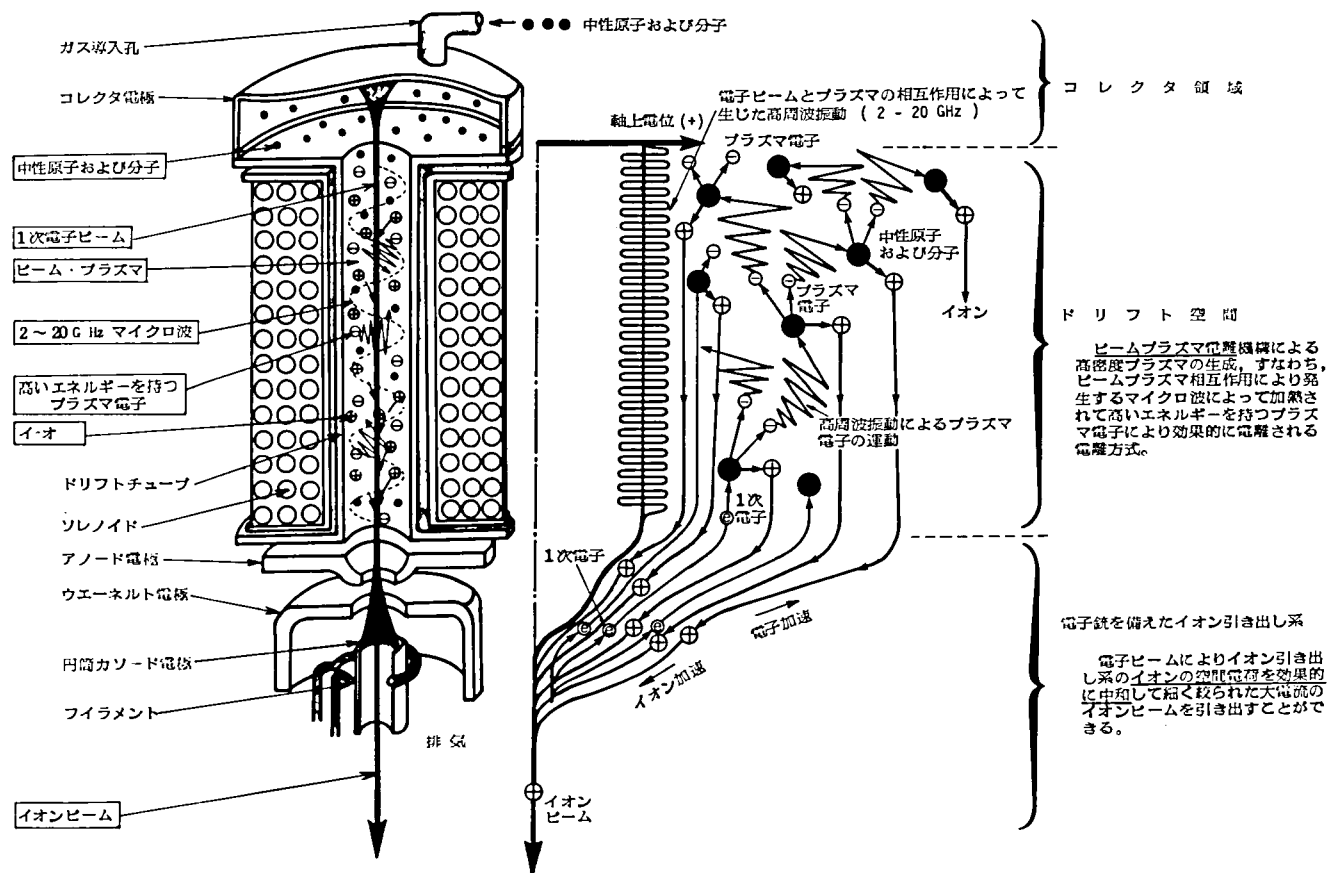


図 1-8. ビームプラズマ形イオン源の基本原理図。

へ飛翔することになる。このようにして、引き出されたイオンは電極系の作るイオン加速電界（これは同時に電子を逆方向へ集束加速するための電界でもある）によって下方に加速される。その際、ビームプラズマ電離によって加熱されたプラズマ中の高エネルギー電子はイオン引き出し系のイオンの空間電荷を効果的に中和し、空間電荷制限電流が大きく緩和されることによって大電流イオンビームの引き出しが可能となる。さらに、イオンビームが円筒カソード中を通過する際に、そこに多量に存在する電子の空間電荷によって十分な中和効果を受け、平行でかつ細く絞られたイオンビームとなって引き出される。中和効果を用いない通常のイオン源に比べれば、ビームの集束性を示すエミッタンス、輝度はいずれも一桁程度の改善が見られる。

ビームプラズマ形イオン源は、このようにプラズマの生成およびイオンの引き出し系共に優れた特徴を有し、構造的にもわが国独自のものであり、内外から注目を集めている。特にプラズマ生成に関しては、オークリッジ国立研究所で開発された外部からマイクロ波を導入して非常に高密度のプラズマを生成するマイクロ波加熱形イオン源とも関連がある。このような観点から見ると、ビームプラズマ相互作用によってマイクロ波を内部で発生する「マイクロ波発振作用自蔵形マイクロ波加熱形イオン源」と言うこともできる。また、電子ビームを使用したイオン源としては、ソ連で開発された電子ビーム入射形多価イオン源がある。しかし、我々のビームプラズマ形イオン源と、ソ連の電子ビーム入射形イオン源とでは電離機構が全く異なり、前者はビームプラズマ電離方式であり、後者は電子ビームだけによる電離方式である。またイオン引き出し機構については、構造および機構的に全く異種のものである。

ビームプラズマ形イオン源は多価・重イオン源としても有望である旨、1971年10月ガトリンベルグで開催された「第1回多価イオン源に関する国際会議」で発表した。⁸⁾ ビームプラズマ形イオン源の中の重要な概念の一部である「電子ビームを入射した側から逆にイオンを引き出し」と言うアイデアは、早速、ドイツで活用され、1975年10月ガトリンベルグで開催された「第2回多価重イオン源に関する国際会議」でフランクフルト大学のDr. H. Kleinらによって“ The Frankfurt EBIS with Time of Flight Operation ”（論文No C-10）として発表された。⁹⁾（図1-9参照）。

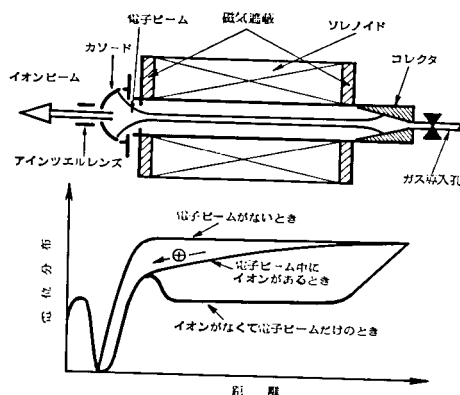


図1-9. TOF EBISの構造と電位分布。

参 考 文 献

- 1) T. Takagi and J. Ishikawa ; Proc. 2nd Symp. Accelerator Science and Technology, INS, Tokyo, p. 1 (1978).
- 2) T. H. Stix ; Plasma Phys., 14, 367 (1972).
- 3) P. H. Rose ; Proc. 2nd Symp. Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. VII-1 (1974).
- 4) T. S. Green ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 2, 918 (1976).
- 5) J. H. Freeman and G. Sidenius ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, 724 (1972).
- 6) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji and T. Takagi ; "Low-Energy Ion Beams, 1977", Institute of Physics Conference Series number 38, Bristol and London, p. 84 (1978).
- 7) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji, A. Motamed Ektessabi and T. Takagi ; Proc. 2nd Symp. Ion Sources and Application Technology (ISAT' 78), Tokyo, p. 35 (1978).
- 8) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, 2, 142 (1972).
- 9) R. Becker and H. Klein ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 2, 1017 (1976).

第 2 章 イオン源に関する総括的考察

近年イオンを活用する研究分野は極めて広くなり、その研究の主なものゝ例をあげても、核融合、核物理、イオンロケット、イオン注入、イオンプレーティング、結晶成長、化合物合成、イオン加工、イオンマイクロアナライザーや腫瘍治療の医療機器など広範囲にわたっている。これらの研究に必要なイオンは「イオン源」によって作られるが、必要とされるイオンの種類、量、性質などは、それぞれの研究に応じて多岐にわたっている。近年まで、それぞれの分野に必要なイオン源はそれぞれ各分野ごとに開発されて一応の成果はあげてきているが、イオン源を共通の立場から統一的にながめる見方は極めて少なかった。そこでここでは、必ずしも応用にとられずにイオン源共通の立場からその総括的考察を試みる。

2-1. 序

イオン源を「希望するイオンを真空中の特定の方向にビームとして引き出す装置」として考えてみた場合、対象となるイオンがあらゆる元素から成る原子や分子状のものであるため、イオンの種類の多様性、イオン生成法の多様性などにより、その内容を統一的に論ずることは比

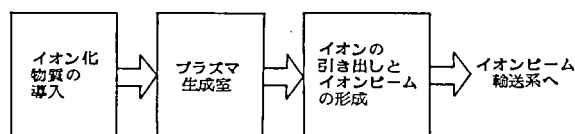


図2-1. イオン源の機能別分解図。

較的難しいと言わねばならない。しかし、イオン源を図2-1に示す様に分けて考えることにより、それぞれの機能別にある程度まとまった考え方ができる。イオン源の第1の機能のイオン化物質の導入とは、目的とするイオンを得るためにその元となる物質元素をプラズマ生成室に電離し易い状態で導入するためのものである。物質には常温で気体状のものもあれば金属のように固体のものもあり、また希ガスのように化学的に不活性なものもあればアルカリ金属のように極めて活性なものもあるため、この機能を理解するには十分な化学的知識も必要になってくる。イオン源の第2の機能のプラズマ生成室（イオン生成室ともいう）とは、導入された中性粒子状の物質を電子による衝突電離を始めとする種々の電離方法で効率良く電離し、場合によってはイオンが引き出されるまで高密度のプラズマ状態に保っている場所であるが、ここでは電離の物理的な過程だけでなく、荷電粒子の消滅や、電気、磁気による閉じ込め作用、プラズマ中および壁面での化学反応などを同時に考慮しておかなければならない。イオン源の第3の機能であるイオン引き出しとイオンビームの形成とは、電界によりイオンに十分な運動エネルギーを与えて特定の方向へビームとして引き出す場合が多いため、イオン放出面の形状が必ずしも固定せず多くの問題を含むと同時に、イオンビーム形成に対する空間電荷効果が顕著であることも重要な問題である。一方、イオン源は単にこのような単独の機能を持ったものゝ組み合わせとして考えることはできず、それぞれの機能が互いに密接な関係を持った1つの装置であることを十分考慮しておかなければならない。

なお、本章の大部分は、筆者が雑誌「アイオニクス」に「アイオニクス入門—イオンの作り方」として

連載したものをまとめたものである。^{1) - 8)}

2-2. イオンとその属性

2-2-1. イオンの分類

イオンとは、一言で言えば、中性原子または分子が1個または多数の電子を失うか、過剰の電子を得て電荷を持つ粒子になったものと表現することができる。電子を失った場合を正イオンまたは単にイオンと言い、それが2個以上であるときには多価イオン（多荷イオンと書く場合もある）という。また電子を過剰に得たものを負イオンと言う。水などの電解質溶液中では、室温でも電解質の分極作用による分解エネルギーの緩和によりイオン分子が存在する

ことはよく知られているが、イオンはその存在する雰囲気によっても著しくその性質が異なることがあるため、ここでは特にイオン源に重要と思われる真空中、プラズマ中および低いガス圧力のガス雰囲気中のイオンに限ることにする。（以下ではこれをまとめて真空中のイオンと言う。）

真空中のイオンの特徴は、電解質溶液中のイオンと異なり、その外殻電子構造だけに由来することは認識しておく必要がある。

また、イオンは電子のように単に電荷を持った素粒子とは異なり、失った電子の数とはかゝりなく元素の性質を依然として持ち続けているため、その応用、利用に様々の多様性が生まれてくる。

よく利用されるイオンには、原子状イオンの他に原子団状、すなわち単一元素や異なる元素が数個集まって構成される分子や、単一元素が何百〜何千個の塊となって存在するクラスタなどのイオンがあり、その種類はぼう大な数にのぼる。イオンを分類して表2-1に示す。また、イオンの中でも核の持つスピンのより偏極したイオンを特に選び出して利用することがあり（偏極イオン）、偏極していないイオンと区別して分類することもある。

次に多価イオンの性質について考えてみると、原子状の多価イオンは2価から、電子が全部剥ぎとられた多価イオンすなわち原子核だけのものまで存在するが、分子状の多価イオンは価数の高いものはあまり存在しない。なぜなら、原子を互いに結びつけているエネルギーである解離エネルギーが、一般に、電子を剥ぎとるために必要なエネルギーである電離電圧よりも小さいために、電離プラズマ中では多価電離よりも先に解離が起きることが多いことや、分子から多くの電子が剥ぎとられると分子間を結ぶためにも使われている共有電子まで取り去られて多価イオンとして安定に存在しにくいからである。何千もの原子が集団的に塊となったクラスタの場合には原子間の結合が互いの電子を共有して結合するのではなく、独立の原子同士の間に働らくファン・デア・ヴァール力のような極めて弱い力でくっつき合っているだけである。従って、クラスタ中の1個の原子の電子が剥ぎとられた1価のクラスタイオンは安定に存在しても、

(a) 電荷の種類と量による分類

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{正イオン} \\ \text{負イオン} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} 1\text{価イオン} \\ \text{多価イオン} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} 2\text{価イオン} \\ 3\text{価イオン} \\ \vdots \end{array} \right\}$$

(b) 構成粒子数による分類

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{単原子状イオン} \cdots \cdots (\text{H から U まで 22 種}) \\ \text{原子団から成るイオン} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \text{分子状イオン (数個の原子の集り)} \\ \text{クラスタイオン (数千個の原子の集り)} \end{array} \right\}$$

(c) イオンの存在する主な雰囲気

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{真空中、プラズマ中、低ガス圧中のイオン} \\ \text{電解質溶液中のイオン} \\ \text{結晶中のイオン} \end{array} \right\}$$

表2-1. 種々の見方によるイオンの分類。

さらに、クラスタ中の他の原子の電子が剥ぎとられれば、それら2個の原子間に働くクーロン力の方がクラスタの原子間を結びつけている力よりも大きくなって多価のクラスタイオンは存在できず、2個の1価クラスタイオンに分解するものと考えられる。

2-2-2. 電離電圧と電子親和力

正イオンの属性の1つに電離電圧がある。基底状態にある中性粒子から最外殻の1個の電子を無限遠に引き離して1個の正イオンと1個の自由電子とに解離させるのに要するエネルギーのことで、通常はこれを電子ボルト(eV)の単位で表わすことが多い。これに相当する電圧を第1電離電圧と言う。1価の正イオンからさらに最外殻の電子を無限遠に引き離すに要するエネルギーを第2電離電圧とよび、電子がなくなるまで第3、第4などの電離電圧が定義できる。このように、イオンはエネルギー的に高い状態にあると言えるから、中性粒子の状態より化学的活性度が強くなっている。また、イオンは真空中に単独で存在することはまれで、多くの場合ほぼ同数の電子とプラズマ状態をつくって存在する。

第1電離電圧はあらゆる電子についてほぼ5~20eV程度であるが、値がこの程度であることは次の様な簡単な計算で推察できる。中心に+eの点電荷を考えると、半径rにおける電界は $e/4\pi\epsilon_0 r^2$ で与えられる。ここに ϵ_0 は真空の誘電率である。半径aにあった-eの点電荷を無限遠に引き離すに必要な仕事は

$$V = \left| \int_a^\infty \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr \right| = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a} \quad (2-1)$$

となる。aを中性原子の半径程度と考えれば $a \cong 0.5 \sim 2.0 \text{ \AA}$ であるから $V = 3.6 \sim 14 \text{ eV}$ となりオーダー的には一致する。勿論厳密には、最外殻原子以外の残余の原子による原子核の作る静電界の遮蔽作用を考慮して複雑な計算により求めなければならないから、この結論は正確ではない。しかし、第2、第3等の電離により剥ぎとられた電子が、第1の電離により剥ぎとられた電子と同じ殻の最外殻電子である場合は、それらの電子の位置する半径は同程度であろうから、中心の点電荷がne($n=2, 3, \dots$)となったと考えれば、それぞれの電離電圧は第1電離電圧の整数倍程度であろうと推察される。剥ぎとられる電子がさらに内殻に移る場合には、以上のことは成り立たず、急激に電離電圧が増加する。また極端な場合として、最内殻のK殻に電子が1個残った状態を考えれば、簡単なボーアの電子模型から電離電圧は次式で与えられる程度と考えられる。

$$V_i = \frac{2\pi^2 m_e e^2}{h^2} Z^2 = 13.5 Z^2 \text{ (eV)}. \quad (2-2)$$

ただし、 m_e は電子の質量、 h はプランクの定数、 Z は原子番号である。

次に、電離電圧について多少詳しく考えてみると、中性原子の構造は、原子番号に相当する正の電荷を持った陽子および電氣的に中性な中性子とから成る原子核と、その回りに種々の軌道すなわちエネルギー準位にある陽子と同数の電子とから成っている。例えば、表2-2に示すように、電子の各エネルギー準位への配置は軌道のエネルギーを決める主量子数によって決まるK, L, M, N, O, ……殻の電子殻の中に、軌道の角運動量を決める方位量子数によって決まるs, p, d, f, ……の副殻がある。一般に、電子は最外殻にある電子から順次剥ぎとられてゆく。原子番号の大きな元素の中には電子が最外殻より少

エネルギー単位 元素と 原子番号	K 殻		L 殻			M 殻			N 殻				O 殻				P 殻				Q 殻	
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	6f	7s	7p		
H (1)	1																					
He (2)	2																					
Li (3)	2	1																				
B (5)	2	2	1																			
Ne (10)	2	2	6																			
P (15)	2	2	6	2	3																	
Ar (18)	2	2	6	2	6																	
Cu (29)	2	2	6	2	6	10	1															
Ga (31)	2	2	6	2	6	10	2	1														
As (33)	2	2	6	2	6	10	2	3														
In (49)	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	1										
Sn (50)	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	2										
U (92)	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3	2	6	1		2			

表 2-2. 代表的な元素の電子配置。

し中の殻の電子から剝がれてゆく遷移元素もあるが、多少の違いはあってもほぼ外殻の電子から剝がれてゆくことには違いはない。例えば、表 2-2 中のアルゴン⁴⁰ Ar₁₈ であれば原子量 40、原子番号 18 であるから、中性のアルゴンは内側の殻から詰まっており、K 殻の 1 s 軌道に 2 個、L 殻の 2 s 軌道に 2 個、2 p 軌道に 6 個、M 殻の 3 s 軌道に 2 個、3 p 軌道に 6 個存在する。アルゴンから電子が剝がれてゆく場合には、最外剝である M 殻の 3 p 電子からでありそれらを順次剝ぎとるために必要なエネルギー、すなわち、電離電圧は表 2-3 に示すように各殻の電子に対してある程度規則性がある。⁹⁾

電離電圧を理論的に求めるには量子力学的方法を用いて計算しなければならないが、ここでは実験値および計算によって得られている一部を表 2-4 に示した。高い価数の電離電圧についての実験値(10 ~ 15 価以上)はあまり報告されていないが、理論計算ではあらゆる元素、あらゆる価数における電離電圧が求められている⁹⁾。それらから得られる電離電圧についての特徴を列記すると以下のようになる。

(1) 一般に電離電圧は原子番号の小さいものほど、また閉殻構造に近いものほど大きくなる。(2) 内殻電子の電離電圧は内殻であるほど大きくなり、また、十分内殻であれば同一殻の電子に対する電離電圧は

イオン の価数	剝ぎとられる電子の		電離電圧 (eV)
	殻	エネルギー単位	
中 性	M	3p ⁶	16.0
1 +		3p ⁵	32.3
2 +		3p ⁴	48.7
3 +		3p ³	65.0
4 +		3p ²	81.6
5 +		3p ¹	98.0
6 +		3s ²	133
7 +		3s ¹	152
8 +	L	2p ⁶	396
9 +		2p ⁵	469
10 +		2p ⁴	541
11 +		2p ³	614
12 +		2p ²	689
13 +		2p ¹	762
14 +		2s ²	873
15 +		2s ¹	939
16 +	K	1s ²	3957
17 +		1s ¹	4264

表 2-3. アルゴンの中性およびイオンの電子 1 個を剝ぎとるための電離電圧。(T.A. Carlson らの計算による)⁹⁾。

一方、同時に複数の電子を剥ぎとるに必要な電離電圧は、個々の電子を剥ぎとるに必要な電離電圧の和と考えることができる。

[illegible]

表2-4. 元素の電離電圧, 仕事関数, 融点。

分子状の粒子に対する電離電圧の一例を表2-5に示す。¹⁰⁾

電離電圧に関連した値として仕事関数がある。仕事関数は原子それ自身の属性とは言えないが、電離電圧 V_i を基底状態にある中性原子から最外殻の1個の電子を無限遠に引き離すに要するエネルギーとすれば、仕事関数 ϕ は原子が集まってできた結晶内の電子を無限遠に引き離すために要するエネルギーであって、真空のエネルギー準位と結晶のフェルミ準位との差として表わすことができる。これらの間には $\phi < V_i$ の関係がある。電離電圧と仕事関数の間の関係は定性的に次のように考えることができる。中心に $+e$ の点電荷がある場合、半径 a にあった $-e$ の点電荷を無限遠に引き離すに要する仕事は式2-1で与えられる。これは原子の電離電圧に相当する。次に、 $-e$ の点電荷を平面状導体から a のところにおくと、鏡像力のために電荷を無限遠にまで引き離すに要する仕事は、 $e^2/(32\pi\epsilon_0 a)$ となる。これは固体の仕事関数に相当すると考えれば $\phi \approx V_i/4$ となる。表2-4には単原子結晶における仕事関数を示したが実際には $\phi \approx V_i/2$ 程度である場合が多い。

分 子	電離電圧 (eV)	分 子	電離電圧 (eV)
H ₂	15.4	OH	13.8
C ₂	12	H ₂ O	13
N ₂	15.5	CO ₂	13.7
O ₂	12.1	NO ₂	11
F ₂	16.5	BF ₃	17
Cl ₂	11.5	BCl ₃	11
Br ₂	10.7	パラフィン	10-12
I ₂	9.4	NH ₃	11.2
CO	14.0	Hg ₂	9.7
NO	9.25	C ₆ H ₆	9.6

表2-5. 分子の電離電圧の一例。

原子に近づいてきた自由電子が原子の核の場による引力と、原子内の電子による斥力を受けた場合、多くの原子では核が自由電子を引きつけようとする力が、電子殻からの斥力よりも大きくなるため、自由電子は捕えられ原子は負イオンとなる。このとき、負イオンから電子を無限遠に引き離すに要するエネルギーを原子の電子親和力と言う。電子親和力は、その値が大きいほど、その負イオンが安定に存在することを示し、負イオン生成に関する重要な1つのパラメータである。電子親和力については、理論的にも検討がなされているが、現状では未だ実験結果と正確に一致するような計算方法は開発されていない。¹¹⁾ 表2-6に実験的に得られた原子の電子親和力の一例を示す。¹²⁾ 閉殻構造の希ガスは、電子親和力が負の値になるが、閉殻構造から電子が1箇欠けたハロゲン元素は比較的大きな電子親和力を持つ。分子の電子親和力の一例を表2-7に示す。¹³⁾ 2原子分子の電子親和力は、単原子のそれより小さい値を持つことが多い。

電子親和力が正值を持てば、その原子はエネルギー的には負イオンの状態が最も安定であるが、衝突が頻繁にあり熱平衡状態に近いプラズマ中では、負イオンの存在比は次のような理由で小さい。(1)プラズマは電気的に中性を保たねばならない。負イオン生成に必要な電子は原子が正イオンに電離して電子を放出しないと与えられないが、低温では正イオンの電離は、ほとんど起こらないため負イオン生成がほとんどない。(2)高温になれば、電子親和力は一般に電離電圧に比べて比較的小さい値であるから、負イオンが電子と中性原子に別れる確率が高くなり負イオン量は減少する。以上のような理由で熱平衡状態のプラズマ中における負イオン量は、ある温度において最大となる。例えば、電子親和力 1.23 eV、第1電離電圧 7.68 eV の銅の場合を例にとれば、温度 4,000 K 程度で最大となり、その時の存在比は 3×10^{-7} 程度の極めて小さい値である。従って、熱平衡状態のプラズマから負イオンを多量に引き出すことは極めて

1 H								2 He
0.7542								<0
3 Li	4 Be	5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	
0.620	<0	0.28	1.268	≤0	1.462	3.399	<0	
11 Na	12 Mg	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	
0.546	<0	0.46	1.385	0.7464	2.0772	3.615	<0	
19 K	20 Ca	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
0.5012	<0	0.3	1.2	0.80	2.0206	3.364	<0	
37 Rb	38 Sr	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	
0.4860	<0	0.3	1.25	1.05	1.9708	3.061	<0	
55 Cs	56 Ba	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	
0.4715	<0	0.3	1.1	1.1	1.9	2.8	<0	

イオンの種類	電子親和力 (eV)	イオンの種類	電子親和力 (eV)
H ₂ ⁻	-0.714	BH ₂ ⁻	安定
O ₂ ⁻	0.44	NH ⁻	0.22
O ₃ ⁻	2.88 (?)	MgH ⁻	1.08
NO ⁻	0.024	AlH ⁻	0.04
Cl ₂ ⁻	< 1.7	SeH ⁻	2.0
Br ₂ ⁻	< 1	WO ₃ ⁻	3.6
I ₂ ⁻	< 1	C ₆ H ₅ ⁻	2.2
BeH ⁻	2.85	SF ₆ ⁻	1.49
BeH ⁻	多分安定	C ₆ H ₅ CH ₂ ⁻	0.90
BH ⁻	0.09		

表 2-7. 分子の電子親和力の一例。

21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn
<0	0.2	0.5	0.66	<0	0.14	0.7	1.15	1.226	<0
39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd
=0	0.5	1.0	1.0	0.7	1.1	1.2	0.6	1.303	<0
57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg
0.5	<0	0.6	0.6	0.15	1.1	1.6	2.128	2.3086	<0

表 2-6. 基底状態における各原子の電子親和力。

下部の太線が長いほど電子親和力の値が不確定であることを示す。枠半分に太線があれば、電子親和力の値は±50%の不確実性がある。

で難しいことと言わねばならない。熱平衡状態のプラズマ中に、電子を与え易いドナとして電離電圧の低いセシウム（電 1 電離電圧 3.8 eV）を与えて、比較的低い温度において電子の供給をよくすれば、低温において負イオンの量は増加すると考えられる。

2-2-3. 電離過程

1) 正イオンの生成

中性粒子が電子を失って正イオンの状態になるには種々の過程が存在するが、その主なものをあげれば表 2-8 のようになる。電離過程を電子の動きに従って分類してみると、まず第 1 に真空中にある中性粒子に電離電圧以上のエネルギーを持った高速粒子が非弾性衝突を起こし、中性粒子内の電子に十分なエネルギーを与えて電離する過程が考えられる。この場合、衝突による電離確率は高速粒子のエネルギーによって変わるため、各エネルギーでの電離断面積が定

電子の動きに注目した電離過程の分類	電離過程の名称
高速粒子との衝突 (光子を含む)	電子との衝突 イオンとの衝突 中性粒子との衝突 光子の吸収
電子の移動	表面電離 電界電離
荷電変換	荷電変換
熱平衡	熱電離

表 2-8. 主な正イオン電離過程の分類。

義される。非弾性衝突では、高速粒子は中性粒子を構成する電子との衝突、すなわち、エネルギー変換が主と考えられるため、高速粒子として電子との衝突の場合には、エネルギーの交換率も高く、従って、比較的低いエネルギーでの電離断面積が大きい。電離電圧程度のエネルギーを持った電子は容易に得られるから、この電離過程を用いたイオン源は最も良く利用されている。

次に、中性粒子特に原子のごく近傍の状況が変わり、粒子内の電子が粒子の外部に出る確率の方がより高くなるような状態ができ、電子が移動することにより中性粒子が電離する過程が考えられる。例えば、中性粒子がその電離電圧以上の仕事関数を持つ金属表面に付着した場合、中性粒子と金属中のそれぞれの電子の真空に対するエネルギー準位は、それぞれ電離電圧および仕事関数だけ低いのであるが、粒子と金属の電子が十分相互作用できるほど近くにあれば、粒子中の電子はよりエネルギー準位の低い金属の方に移る状態が得られる。このような過程を表面電離過程と言い電離電圧の低い原子の電離によく用いられる。また、電離電圧と仕事関数の関係が上に述べたような関係を満たしていなくても、強い外部電界により金属表面に接近した中性粒子に、表面電離の場合に似た状況を作り電離する方法があり、これを電界電離と呼んでいる。

高速中性粒子または高速イオンが低速のイオンと衝突して、それぞれの間で電子の変換（荷電変換）が起こり、高速イオン粒子のできることがある。この電離過程も特殊な場合には重要な電離方法である。

いま、考えている系中に中性粒子が十分沢山あり、衝突によるエネルギー交換も十分で系の温度も十分に高い熱平衡状態にある場合には、粒子内の電子が電離電圧以上のエネルギーを得ることも十分考えられ、従って、中性粒子の何割かはイオンの状態になっている。このような状態を熱電離と呼んでいる。

以下これらの各電離過程の中でイオン源の電離方式として最も良く利用されている電子との衝突電離について述べ、表面電離、電界電離、熱電離についても概説する。

(a) 電子との衝突による電離

電離電圧以上の運動エネルギーを持った電子が原子や分子のような中性粒子に近づいたとき、電子はその電界によって中性粒子の最外殻電子の1つと相互作用をする。もし1次電子による作用が最外殻電子に十分働けば、最外殻電子は電離電圧以上のエネルギーを得て中性粒子から離れ原子や分子は電離する。電離電圧程度のエネルギーを持つ電子は容易に得られるから中性粒子の電離には好都合であり、ほとんどのイオン源の電離過程はこの電子との衝突による電離を使用している。また、多価電離に必要な電離電圧以上のエネルギーを持つ電子も容易に得られるため、多価イオン源における電離過程としても最も重要である。

いま、1次電子1個が単位距離（例えば1cm）

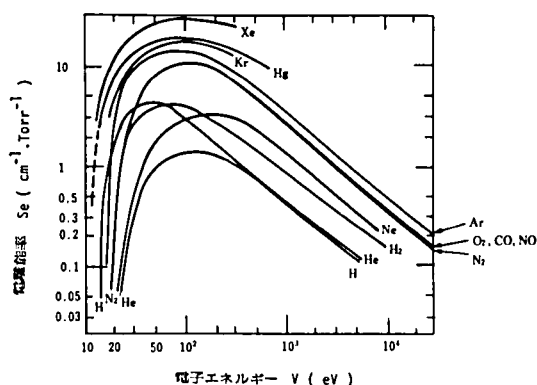


図2-2. 電子のエネルギーに対する電離全断面積に相当する電離能率の関係の一例。

進む間に、密度 n_0 の中性粒子を衝突電離する確率を

$$s_e = \sigma n_0 \quad (2-3)$$

とすると、 σ は面積の次元を持つ量となり、これを電離断面積と言う。 σ は1次電子のエネルギーに強く依存する。電離断面積には1次電子により中性粒子から n 個のイオンに電離する電離の部分断面積 $\sigma(n)$ と、これらを総て合わせた電離全断面積 $\sigma(\sum_n n \sigma(n))$ 、および n 個のイオンから $n+1$ 個のイオンを作る逐次電離の断面積 $\sigma_{n \rightarrow n+1}$ などがよく用いられる。衝突電離の断面積の計算方法については、古典的方法や波動力学的な方法について多くの書物に詳しく論じられているので、¹⁴⁾ ここではそれに触れないことにする。

電離断面積を扱う場合、式2-3で密度を 0°C 、1 Torr の状態にしたときの s_e を電離能率と呼び、昔からよく用いられている量である。電離能率 s_e と断面積 σ との関係は

$$\sigma = s_e (\text{cm}^{-1} \text{単位}) \times 0.2828 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad (2-4)$$

である。

図2-2に電離全断面積の一例、¹⁰⁾ 図2-3に電離の部分断面積の一例¹⁵⁾を示す。電離の部分断面積の例からもわかるように各断面積は価数が高くなるほど急激に小さくなる。従って、多くの場合、電離全断面積は電子のエネルギーが低いときは、中性粒子から1個のイオンを作る断面積にほぼ等しい。電離全断面積は電子のエネルギーが電離電圧以下では零であり、電子のエネルギーが電離電圧の2~3倍のところで最大値 $s_e \cong 1 \sim 10 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ($\sigma \cong 0.3 \sim 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) 程度を示し、それ以上の電子エネルギーでは漸次減少する。断面積が最大値以下の場合には近似的に次式のように表わすことができる。^{*}

$$s_e = ap(V - V_i) \quad (2-5)$$

ここに p は Torr で表わした圧力、 V は電子のエネルギー (V) を表わす。また a は $\text{Torr}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ で表わされる値で、表2-9にその一例を示す。電子のエネルギーの高いところでは、Born 近似による断面積の計算によれば、

$$s_e = (c_1 / V V_i) \ln(c_2 V / V_i) \quad (2-6)$$

^{*} 理論的には n 個電離の場合には、 $s_e \propto (V - V_i)^{\nu}$

$$\nu = \frac{1}{4} \left\{ \left(\frac{100n-9}{4n-1} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \text{の依存性を持つ。}^{16)} \text{例えば } n=1,$$

2 3 4 に対し、 $\nu = 1.127 \ 1.056 \ 1.036 \ 1.026$ である。

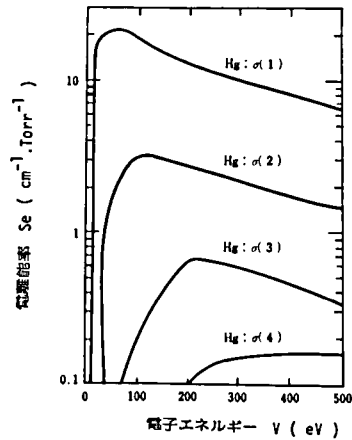


図2-3. 電子のエネルギーに対する水銀の電離の部分断面積に相当する電離能率の関係。

気 体	$a (\text{Torr}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})$
He	0.046
Ne	0.056
Ar	0.71
H ₂	0.21
N ₂	0.26
O ₂	0.24
Na	0.45
Ca	2.8
Hg	0.83

表2-9. 電離能率曲線の初期勾配。

の依存性を持つことが示される。¹⁷⁾ ここに c_1 , c_2 は定数である。

(b) 電子との衝突による多価電離

イオン源における多価イオンの生成には、比較的低いエネルギーを持つ電子との1回の衝突で中性粒子またはイオンから1個ずつの電子を剥ぎ取りそれを繰り返して多価イオンを作るのを主とする場合と、高いエネルギーを持つ電子との1回の衝突で多くの電子を剥ぎ取り多価イオンを作るのを主とする場合に大きく区分することができる。ところが、電子との衝突による原子の多価電離衝突断面積の実験データは、

イオンの価数の高いところにおいて少ない。図2-4に示すように横軸を原子番号、縦軸を価数とすると、図中点で示した約1%程度の領域が測定されているにすぎない¹⁸⁾。理論的に電離衝突断面積を求めることも試みられているが、例えば、 n 価イオンの生成が表2-10に示すように多くの過程から成り立っており、簡単な式で表わすことは一般に困難であると言える。ここでは表2-10に示した各電離機構の代表的なものについて略述する。

電子との衝突による多価電離をその機構別に分類してみると次のようになる。

(i) 直接最外殻電子を剥離する電離(direct knock-on ionization)。比較的低いエネルギーを持つ電子との衝突によって、中性原子またはイオンの外殻電子が1個または2個以上直接剥ぎ取られる最もよく知られている電離である。その際、内殻の電子が剥ぎとられる確率も多少存在し、断面積はこれらの合計で与えられる。電子が1個だけ直接剥ぎとられる場合の断面積は、内殻の電子も剥ぎとられることを考慮して

$$\sigma = \sum_i \xi \frac{n_i}{V \cdot V_i} f(V/V_i) \quad (2-7)$$

と与えることができる¹⁹⁾。ここに、 n_i は電離電圧 V_i を持つ第 i 番目殻の電子の数を表わし、 V は衝突電子のエネルギーを表わす。 ξ は定数、 $f(V/V_i)$ は V/V_i だけの関数である。 $f(V/V_i)$ の関数形には種々の半実験式があるが、最外殻電子1個だけが剥ぎ取られる場合にはBorn-Bethe 近似式の関数 $f(x) = \ln x$ を用いることが多い。このとき $\xi \cdot n_i$ の値として 1.6×10^{-14} ないしは $4.5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}^2$ (V, V_i は eV 単位、 σ は cm^2 単位) の値が用いられる^{19, 20)}

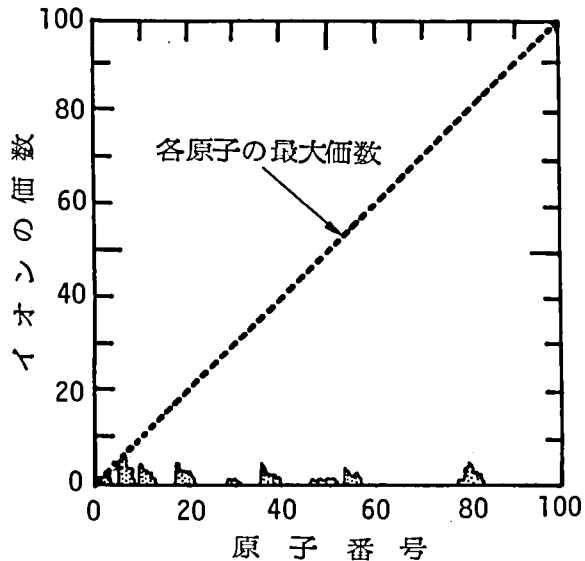


図2-4. 電離衝突断面積の測定領域¹⁸⁾。点で示した部分が測定されている領域。

(ii) 励起による自己電離 (autoionization due to excitation)。中性原子またはイオンの内殻電子が外殻電子の電離電圧以上のエネルギー準位に励起され、その状態が他のエネルギー準位、

過	程	表 式
中性粒子または、イオンから1個の電子を剥ぎ取る過程	• 直接電子剥離電離 (direct knock-on ionization)	$X^{(n-1)+} + e \longrightarrow X^{n+} + 2e$
	• 励起による自己電離 (autoionization due to excitation)	$X^{(n-1)+} + e \longrightarrow \begin{matrix} X^{(n-1)+*} + e \\ \searrow \\ X^{n+} + e \end{matrix}$
中性粒子または、イオンから2個以上の電子を剥ぎ取る過程	• 直接電子剥離電離 (direct knock-on ionization)	$X^{(n-k)+} + e \longrightarrow X^{n+} + (1+k)e \quad (k \geq 2)$
	• オージェ過程 (Auger process)	$X^{(n-k)+} + e \longrightarrow \begin{matrix} X^{(n-k+1)+*} + 2e \\ \searrow \\ X^{n+} + (k-1)e \end{matrix}$
	• 電子シェイクオフ (electron-shake off)	
	• 励起による自己電離 (autoionization due to excitation)	$X^{(n-k)+} + e \longrightarrow \begin{matrix} X^{(n-k)+*} \times e \\ \searrow \\ X^{n+} + ke \end{matrix}$

表 2-10. 電子との衝突による n 価イオン生成過程の分類。

または基底状態に移る際に、余ったエネルギーにより外殻電子が電離される 2 段階の機構による電離である。一般に、励起断面積は衝突電子のエネルギーが励起エネルギーになったとき急激に増加する。

(iii) オージェ過程 (Auger process)。

電子との衝突によって内殻の電子が剥ぎ取られて空孔ができた後に、次の外側の電子殻の電子が内殻の空孔へ移る遷移エネルギーがその外殻電子の電離電圧よりも高ければ、その電子は原子から飛び出してしまふ。この過程が順次外側の電子殻に作用して多くの電子が剥ぎとられ、多価イオンとなる

過程を言う。この過程が十分生じるには、X線を放射して内殻にできた空孔に外殻の電子が詰まる放射過程の確率が、オージェ過程の確率に比べて小さくなければならない。放射性の電子遷移確率は原子番号 Z に比例して大きくなるが、外殻になればなるほど小さくなる。例えば、K殻、L殻の放射性の電子遷移確

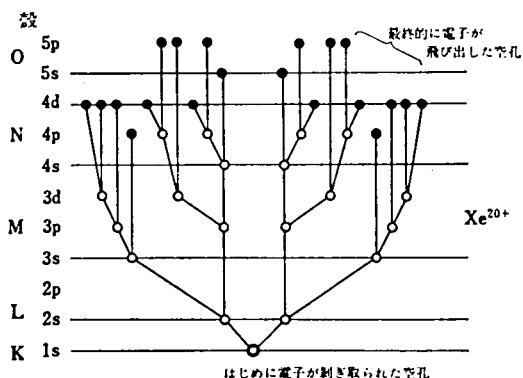


図 2-5. K 殻電子が剥ぎとられた後にオージェ過程により Xe^{20+} が作られる様子²¹⁾。

率は $P_K = 10^{-6} Z^4$, $P_L = 10^{-8} Z^4$ である。図 2-5 にはオージェ過程により Xe^{20+} ができる様子を示す。²¹⁾ K 殻の電子を剥ぎ取る電離衝突断面積は、相対論的な効果が無視できるエネルギー範囲であれば、式 2-7 において $f(x) = \ln x$ とおいた形で与えられる²²⁾。

(iv) 電子シェイクオフ (electron shake-off)。電子の衝突によって内殻電子の飛び出す速さが大きく、回りの電子殻の電子の軌道速度より十分大きいときには、電荷や遮蔽定数の急激な変化によって原子は励起状態に移ったり、電子が剥ぎ取られたりする。この過程による多価電離は通常オージェ過程によるものの数%以内である。²¹⁾

③ 表面電離

高温に熱せられた仕事関数の大きい金属に電離電圧の低い原子が吸着されると、その一部は電離されイオンとなって離散する。電離面が高温である必要があるのは、電離面に吸着した中性原子あるいはイオンを十分離散できる状態にするため、電離面を常にきれいにしておくためである。流入中性原子の量に対し、中性原子やイオンを十分離散できない低い温度であれば、電離面は電離電圧の低い中性原子で汚され、仕事関数は低くなり表面電離が行われなくなる。電離が行われるか全く行われないかは、ある温度に対して急激な変化として現われるので、この温度を臨界温度と呼ぶことがある。仕事関数が大きい必要があるのは、吸着原子の電離度が金属の仕事関数と中性原子の電離電圧との差に強く依存するためである。すなわち、表面電離とは中性原子の最外殻電子が金属の電導帯に確率的に移る現象であるから、金属の仕事関数が大きいほど金属中の電子の入り得るエネルギー準位が低くなり、電子を受け取り易いと考えることができる。電離面が金属である必要は、中性原子より受け取った電子を速やかに運び去り、ただちに電離面が元の等電位の状態にならねば次々と吸着される原子を十分に電離できないからである。

吸着される原子の電離電圧は、低いほどよく電離される。金属の仕事関数より低い場合にはその大部分が電離されると言ってもよい。アルカリ金属は特に電離電圧の低い金属原子の例である。次に、表面電離の過程をエネルギー準位図を用いて定性的に考えてみる。いま、仕事関数 ϕ の金属表面に、電離電圧 V_i の中性原子が近づいてきたとする。中性原子は金属中の電導帯電子の作る場により分極し、金属表面に引かれて吸着する。高温に熱せられた金属表面とそれに吸着した原子の自由電子密度は、図 2-6 に示すように分布している。そのとき電子に対するエネルギー障壁は図に示すように変形され、電子の移動が起こりやすい状態となる。平衡状態では吸着原子の電子は周期的に金属の電導帯と原子の電子軌道を移動しているが、電子がそれぞれに存在する確率は、吸着原子がイオンか中性原子である存在比に等しく、しかもその比はマックスウェル分布によって支配される。

$$\frac{n_i}{n_a} = \frac{g_i}{g_a} \exp \left[-\frac{e(V_i - \phi)}{kT} \right]. \quad (2-8)$$

ここに、 n_i , n_a はそれぞれイオンおよび中性原子の密度であり、 g_i , g_a はそれぞれイオンおよび中性原子の統計的重率で、アルカリ金属のような電子構造であれば $g_i = 1$, $g_a = 2$ である。従って、電離度 x

は次式で表わすことができる。

$$x = \frac{n_i}{n_a + n_i} = \left\{ 1 + \frac{g_a}{g_i} \exp \left[\frac{e(V_i - \phi)}{kT} \right] \right\}^{-1} \quad (2-9)$$

式2-9を用いて、高融点を持つIr ($\phi=5.27$ eV), Re (4.96), Os (4.83), W (4.52), Ta (4.25) のような仕事関数の高い金属の場合に、電離電圧の低い原子の吸着の過程による電離度を計算したのが図2-7である。ただし、簡単のために統計的重率比はすべて $g_i/g_a = 1/2$ としている。図からもわかるように、仕事関数と電離電圧が同程度の組み合わせで約30%が電離しており、仕事関数の大きな金属表面があれば多くの原子を効率よく電離することができる。仕事関数の高い金属表面を得るために次のような方法等が行われている。(1)酸素とかハロゲン元素のような電気陰性度の強い原子を金属表面に吹き付け高い仕事関数を得る方法。例えば、タングステン表面に酸素を吹き付けて $\phi = 6.2$ eV が得られている。²³⁾ (2)特定の結晶面では特に仕事関数が高いことを利用する。例えば、タングステンの(110)面では $\phi = 7 \sim 8$ eV が得られることもある。(3)金属表面に仕事関数の高い金属の被膜を作る。例えば、多孔質タングステン表面にOsやIrの被膜を作る。などの方法が試みられている。

式2-9は、金属表面が吸着原子にあまり被われていないいわゆるきれいな表面の場合に適用できる式である。例えば、タングステン表面に入射するセシウムの原子数を増していった場合、セシウムの中性原子層がタングステン表面の0.5%

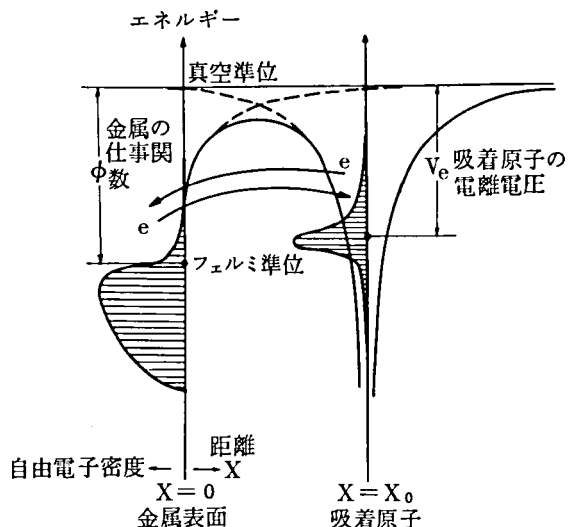


図2-6. エネルギー準位図を用いた表面電離過程の定性的説明図。

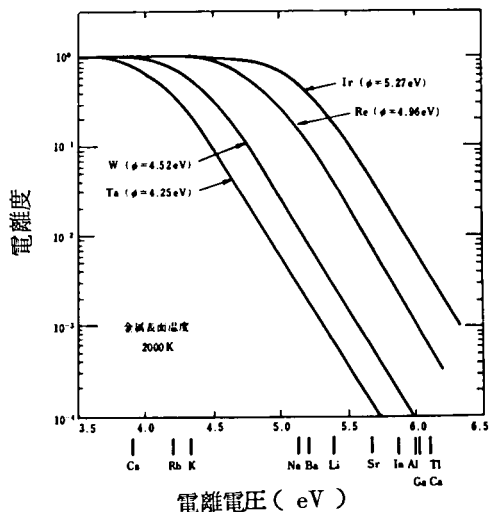


図2-7. 表面電離における電離度。

を越えると急激に状態変化がおこり、中性原子層の占める割合が多くなってほとんど電離しなくなってしまう。セシウムの原子層がタングステン表面の7%を被うと、仕事関数がセシウムの電離電圧以下になってしまうからである。従って、金属表面への入射中性原子数に応じてイオンおよび原子が十分離散するために必要な臨界温度は変化するはずである。種々の金属と原子の組み合わせにおける臨界温度曲線を図2-8に示す。²⁴⁾ 式2-9の電離度はこの臨界温度以上の部分で成り立つ。しかし、あまり高温での動作は電離度も下がるし金属の加熱損が大きく得策ではない。

(d) 電界電離

導電体表面に数 $100 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 程度の強い電界（導電体が正電位）が存在するとき、表面近傍を通過する原子または分子はトンネル効果による最外殻電子の移動により電界電離され、金属表面から加速離脱する。このような強電界は、通常針状の金属と対向電極との間に電圧を加えることにより針状金属近傍に作られ、この近傍を通過する中性粒子は強い電界のため分極し、電離領域に引き付けられて電離する。図2-9に強電界が存在する場合の金属表面と粒子によるエネルギー準位図を示す。例えば、金属表面から距離 $x = x_3$ の位置に粒子が近づいた場合、粒子と金属表面および電界によって作られる電子移動に対する電位障壁は大きいので、粒子の最外殻電子が金属の電導帯にトンネリングする確率は小さい。なぜなら、トンネリングの確率は図2-

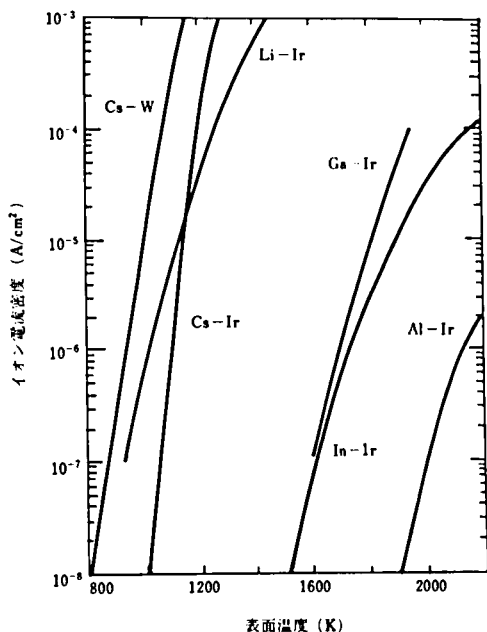


図2-8. 表面電離における臨界温度曲線。

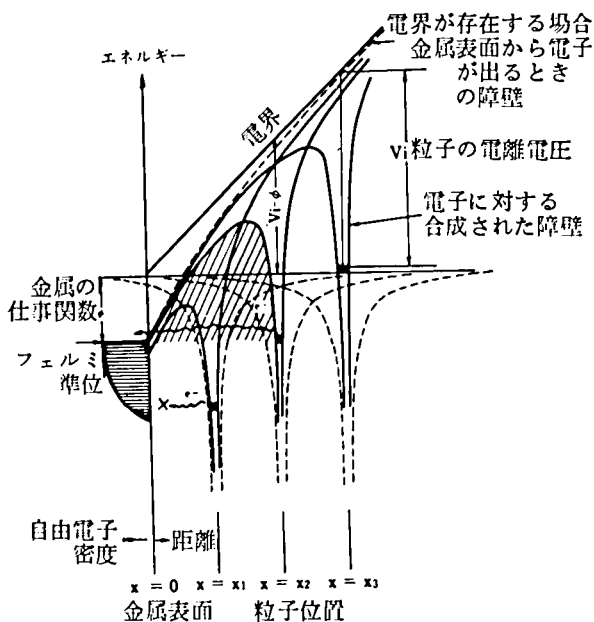


図2-9. 強電界が存在する場合の金属表面と粒子によるエネルギー準位図。電界電離の定性的説明図。

9の斜線で示された面積の増加に対して急激に減少するからである。粒子位置が $x = x_2$ ，すなわち，金属のフェルミ準位と粒子の最外殻電子のエネルギー準位がほぼ一致する距離では，電子の移動に対する電位障壁は小さくなり，トンネル効果による電子移動の確率は最大となる。粒子位置が $x = x_1$ のように x_2 より小さくなった場合には，粒子の最外殻電子のエネルギー準位に相当する金属の電子の空位置がないためトンネリングすることができず，電子移動の確率は零となる。従って，電界電離する領域は $x = x_2$ 以上のごく近傍に限られることになる。図からもわかるように，電界強度を E ，金属の仕事関数を ϕ ，粒子の電離電圧を V_i とすれば $x_2 \cdot E \simeq V_i - \phi$ が成り立つ。電界電離では $V_i - \phi$ の電位分だけ粒子の電位を持ち上げて粒子から金属への電子移動を行いやすい様にしたと見なすことができ，電界を強くすることによって電離電圧の高い粒子でも電離が可能である。また，電界が弱いと，上の関係式からわかるように， x_2 は大きくなり電子に対する電位障壁も大きくなってトンネリングの確率は急激に減少する。従って，電界の強い状態では金属表面近傍を通過する粒子のほとんどが電離するが，ある電界値を下まわると電離される粒子数が電界に強く依存する状態に移る。この電界値は粒子の電離電圧と金属の仕事関数に依存する。金属としてタングステンの場合は，He, Ne, Ar, H₂ ガスに対してそれぞれ440, 350, ~220, ~220 MV・cm⁻¹の値となる。

針状の金属表面の電離領域に入った各ガス粒子の大部分が電離すると仮定すると，電界電離によって得られる電流は次式で与えられる。²³⁾

$$I = 2\pi R_0 \cdot e p \sigma (2\pi m_0 k T_0)^{-1/2} \quad (2-10)$$

ここに， R_0 は針尖端の曲率半径， p はガス圧力， m_0 ， T_0 はそれぞれガス粒子の質量および温度である。また， σ は強電界中のガスの分極により実際の幾何学的寸法に比べて等価的に σ 倍の面積のガスが流入する様に見えるための補正係数で，約10～100程度の値である。式2-10を使用しやすい単位にして数値計算に便利ようにすると次式のようになる。

$$I(A) = \frac{3.5 \times 10^{-12} R_0 (\text{\AA}) \cdot p(\text{Torr}) \cdot \sigma}{\sqrt{M(\text{a.m.u}) \cdot T_0(K)}} \quad .$$

例えば，ヘリウムに対して $R_0 = 500 \text{\AA}$ ， $\sigma = 10$ ， $T_0 = 300 \text{K}$ ， $p = 10^{-3} \text{Torr}$ とすると $I = 0.25 \text{nA}$ となる。

(e) 熱電離

気体が十分高い温度に保たれていて熱平衡状態と見なせるような場合には，その電離の素過程にかかわらず，その気体は温度と圧力と気体粒子の電離電圧によって決まる一定の割合で電離している。熱電離ではその電離の素過程は今まで述べたあらゆる過程が起きていると考えられ，また，それがイオンの消滅過程と平衡に達しており，その結果として電離度が決まる。従って，今まで述べた電離の素過程に並べて書くことはおかしいと考えられるが，気体粒子の電離度が統計力学的手法により求められる興味ある方法としてここにあげた。

簡化のために，中性原子は1価の電離状態だけしかない場合（励起を考えない）を考えよう。しかも，荷電粒子を含んでも完全気体の状態方程式が適用できると仮定する。中性原子Aが1価イオンA⁺と

電子に別れる電離現象の平衡式は、中性原子の電離電圧を V_i とすると

$$A \rightleftharpoons A^+ + e - eV_i \quad (2-11)$$

と表わされる。いま、粒子 j ($j=a$ を中性原子, i をイオン, e を電子とする) の密度, 分配関数をそれぞれ n_j , Q_j とすると熱力学の質量作用の法則から次式を得ることができる。

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{Q_i Q_e}{Q_a} e^{-\frac{eV_i}{kT}} \quad (2-12)$$

式 2-12 に分配関数 $Q_j = (2\pi m_j kT/h^2)^{3/2} g_j$ と完全気体の状態方程式 $p_j = n_j kT$ を使用し $n_e = n_i$ として電離度 $x = n_i / (n_a + n_i)$ を求めるとサハの式²⁵⁾が得られる。

$$\frac{p}{g_i/g_a} \frac{x^2}{1-x^2} = 2 \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} kT \exp \left(-\frac{eV_i}{kT} \right) \quad (2-13)$$

g_i/g_a は原子により異なるが、十分温度が高い場合の一例を表 2-11 に示す。式 2-13 を圧力を Torr, V_i を V , T を絶対温度で表わして用いやすい形にすれば次式のようになる。

$$\frac{p}{g_i/g_a} \frac{x^2}{1-x^2} = 5.0 \times 10^{-4} T^{5/2} \exp \left(-\frac{11605 V_i}{T} \right) \quad (2-14)$$

式 2-14 により電離度を求めたものが図 2-10 である。図からもわかるように、電離度はガス圧力に依存し、弱電離のときは $p^{-1/2}$ に比例する。式 2-12 の平衡の式からわかるように、ガス圧力を m 倍すれば、中性原子の数は m 倍、イオンおよび電子の数が \sqrt{m} 倍になる必要があり、結局電離度が $1/\sqrt{m}$ になるからである。

例えば、Cs の場合、温度 kT が電離電圧 eV_i の約 $1/10$ 程度 ($4,500K$) でも、ガス圧力が 1 Torr 程度であれば約 94% が電離している。これは原子に束縛された電子の持つエネルギーが eV_i 以上である確率が、ボルツマン分布を仮

原子	g_i/g_a
アルカリ金属	1/2
H	1/2
He	2
Ne	6
Ar	6
N	9/4
O	4/9

表 2-11. イオンと原子の統計的重率比の一例。

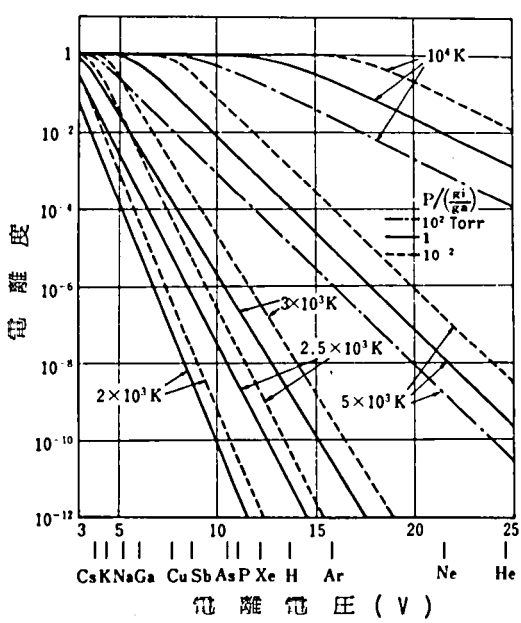


図 2-10. 種々の温度および圧力における電離電圧と電離度の関係。

定すると $\exp(-eV_i/kT)$ 程度となるが、 $eV_i/kT = 10$ を入れた $e^{-10} \simeq 4.5 \times 10^{-5}$ に比べると数値的に大きな開きがあり、一見奇妙に思われる。しかし、 $\exp(-eV_i/kT)$ の値は電離の発生の程度を与える値であって、ここで言う電離度は、発生と消滅の平衡によって得られる値であるから、上記の一見奇妙に思われる事柄も次の様に考えることによって理解できる。すなわち、平衡の式におけるイオンと電子の消滅は、励起のように電子が電離していない場合に比べると、電子が理想気体として独立に動いていることにより電子とイオンが出合う機会が非常に少なくなるため、消滅過程が極端に少ないと考えられる。式 2-12 から見れば、励起の場合に比べて n_e/Q_e 倍少ない。このことから電離度がガス圧力に依存する理由もわかる。結局、平衡が保たれるためにはそれだけ n_i , n_e が多くなければならず、電離度が増すと考えられる。このことから、考えている系で電子とイオンの消滅を増すような別の過程、例えば、系の壁面が金属のような再結合係数の大きいものであって、再結合が増加すれば、熱平衡に達することができず電離度は小さい値となると考えられる。なおサハの式の適用に際しては、この式が熱平衡状態の式であって、実験系では熱平衡からずれていることが多い上に、時間的に変化する現象には用いることができないことなどを十分留意しておく必要がある。

ii) 負イオンの生成

負イオンの生成は、主に粒子間の出合いと、金属の表面作用とに分けることができる。数 $eV \sim$ 数 $10eV$ 程度の低いエネルギーを持つ粒子間の出合いは、水素の場合を例にとれば、

電子と水素分子の出合い

(dissociative attachment, polar dissociation)

電子と水素分子イオンの出合い

(dissociative recombination)

電子と水素原子の出合い

(radiative capture)

水素負イオンと水素原子の出合い

(charge exchange)

に大別される。それらの断面積等を図 2-11 および表 2-12 に示す。^{26), 27)} 表からもわかるように、低いエネルギーにおける水素負イオンの生成は dissociative recombination や dissociative attachment が主に生じているものと考えられる。

電子を与えるアルカリ金属のようなドナ原子が存在する場合には、数 $100eV$ の比較的高いエネルギーを持つ粒子も負イオンの生成にあずかる。この場合には、次のような 2 つの過程が生じることによって負イオンが生成されると考えられている。まず第

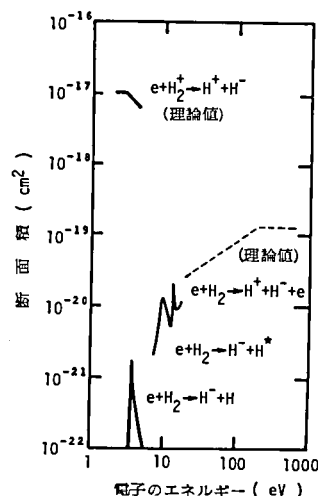
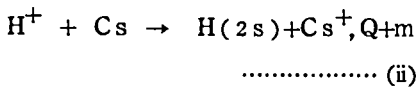
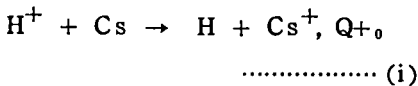


図 2-11. 電子のエネルギーに対する水素負イオンの生成断面積。

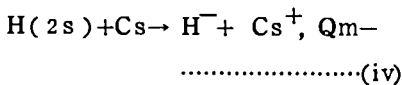
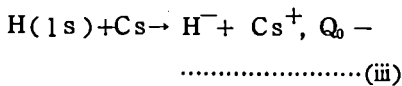
	過 程	反 応 式	断面積の最大値 σ_{max} (cm ²)	σ_{max} に対する エネルギー-(eV)
負イオンの生成	解離性付着 (Dissociative attachment)	$e + H_2 \rightarrow H^- + H^0$	1.6×10^{-21}	3.7
		$e + H_2 \rightarrow H^- + H^0$	2.1×10^{-20}	14
	分極性解離 (Polar dissociation)	$e + H_2 \rightarrow H^- + H^+ + e$	1.7×10^{-20}	38
	解離性再結合 (Dissociative recombination)	$e + H_2 \rightarrow H^- + H^+$	10^{-17}	3
	荷電交換 (Charge exchange)	$H^+ + H \rightarrow H + H^+$	8×10^{-15}	40
	放射性電子捕獲 (Radiative capture)	$e + H \rightarrow H^- + h\nu$	2.6×10^{-22}	0.7

表 2 - 12. 水素負イオンの生成に対する各過程と、断面積の最大値およびそのときのエネルギー。

1 の過程として、高いエネルギーを持った水素イオンとドナ原子との衝突による荷電変換によって高速の中性水素原子が作られる。ドナ原子としてセシウムを考えると、



(i) の過程は、(ii) の準安定の $H(2s)$ の状態 (平均寿命 0.14 sec) の生成を除いた、最終的に水素の基底状態を作るあらゆる反応を合わせたものである。 $H(2s)$ 状態の水素は、 Cs とさらに衝突して $H(2p)$ 状態となり、直ちに光を放射して $H(1s)$ の高速水素となる場合もある。次に、第 2 の過程として、高速中性水素原子は Cs と衝突して負の水素イオンが生成される。



上記の (i), (ii), (iii) の各過程における断面積を図 2 - 12 (a), (b), (c) に示す。(iv) の過程の断面積は $4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ を越えな

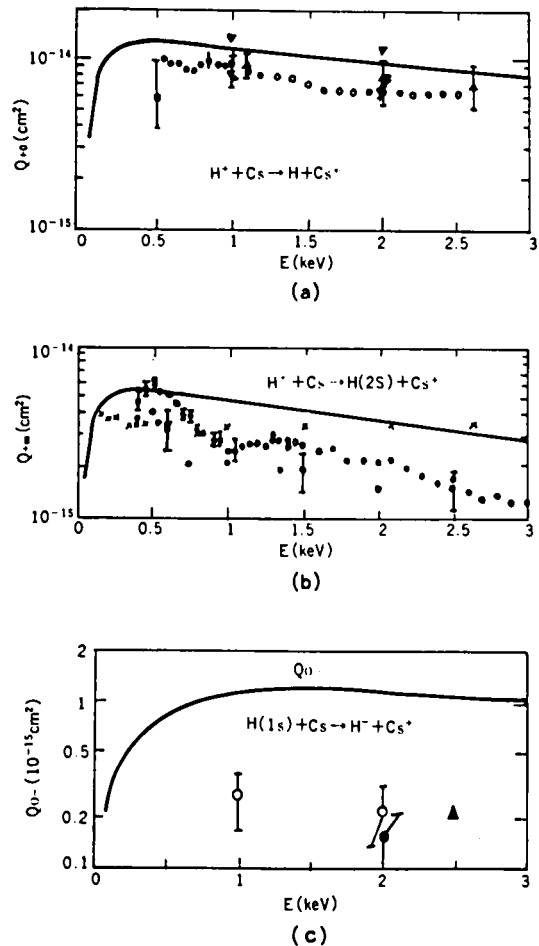


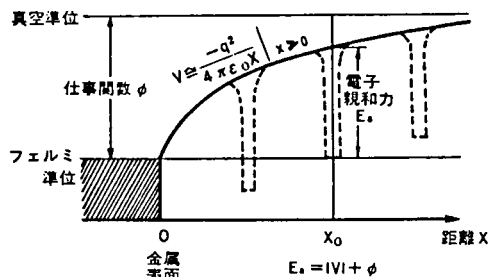
図 2 - 12. 水素負イオン生成における各衝突断面積。実線は理論値、各点は実験値。

い値を持つ。ドナ原子としてCsが存在する場合の各断面積の値は、電子の付着等における断面積に比べて比較的大きく、Csが存在することによって負イオンの生成が容易になることが想像できる。

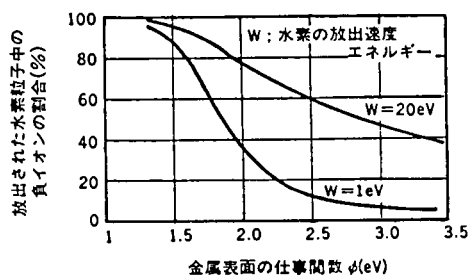
仕事関数の低い金属の表面から、高速の粒子が放出される場合にも負イオンが生成される。高速で放出される粒子は種々の方法によって作られる。例えば、高速で金属面に衝突する粒子そのものが反射したり、表面に付着していた粒子が高速の衝突原子のエネルギーを得て飛び出したり、高速粒子が金属面を衝撃して金属粒子をスパッタしたりすることにより作られる。金属表面近傍における電子に対する電位障壁は図2-13のようにになっている。²⁹⁾金属のフェルミ準位を基準にしたときの、表面から無限遠における障壁の高さは仕事関数である。

ところが、ごく表面近傍では鏡像力に起因する電位障壁は、表面から離れるに従い、次第に立ち上がる形状をしており、電子親和力が仕事関数よりも小さい場合においても

十分な負イオンの表面電離過程が生じる可能性がある。電位障壁の値と電子親和力が同じになる距離 x_0 までは、表面から飛び出した粒子は負イオンとして存在し易いと考えられるが、距離 x_0 から離れるに従い、負イオンに付着している電子は、原子と金属表面の間の電位障壁を越えて金属表面に移ろうとする。この確率は、電位障壁が大きいほど、また粒子が x_0 の近傍に留っている時間が短いほど小さい。ある電子親和力を持つ粒子について考えてみれば、金属表面の仕事関数が小さいほど、また粒子の放出速度が大きいほど、負イオンのまゝ金属表面から無限遠に到達する確率が大きい。従って、金属表面として金属中最も仕事関数の低いセシウム（仕事関数1.81eV）を用いる場合が多い。例えば、水素の放出速度のエネルギーが20eVであれば、金属表面にCsを使用したとき図2-13(b)に示すように約80%の粒子が負イオンとして放出される。また、電子親和力の大きな原子ほど負イオンとして放出される確率が大きいことは容易に想像することができる。



(a)



(b)

図2-13. (a)金属表面近傍における電子に対する電位障壁
(b)金属表面の仕事関数と放出された水素粒子中の負イオンの割合との関係。

2-3. イオン源プラズマの生成

2-3-1. 1価イオンを主としたプラズマの生成

イオン源内のプラズマの生成は、必要なイオンビーム量が少ないときには、多くの場合、簡単なグロー放電を行えば十分なプラズマ密度が得られるため、積極的にプラズマ生成に取り組む関心が薄かったと言える。しかし、大電流のイオンビームが必要になってきた今日、プラズマ生成室の広い範囲にわたって一様で高密度のプラズマを得るとか、効率のよい電離を行うなど、プラズマを自在に扱うことがそのイオン源の性能を決定するようになってきている。従って、基本に立ち返ってイオン源内のプラズマを検討する必要がある。ここでは比較的物理的意味のとらえ易い簡略化した方法で検討してみる。プラズマ密度が $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度で1価の正イオンを得るイオン源のプラズマ生成について考えてみよう。

i) 平均自由行程

プラズマ生成室における粒子は、電離を行うための比較的高いエネルギーを持ったビーム電子、電離によって作られるプラズマイオンおよびプラズマ電子、そして中性粒子が混在した気体の集まりである。このような電離気体の性質を完全に把握することは困難なことであるかも知れないが、その性質をできるだけ統一的な見方によって物理的意味をふまえながら順次理解していくことがより良いイオンビームを得る手掛りになる。

イオン源内における粒子の振舞を、それらの平均自由行程によって区分してみよう。平均自由行程が、プラズマ生成室の寸法に比べて十分長ければ、粒子間の衝突より壁面への衝突が主であり、プラズマ生成室内では単一粒子の粒子軌道を用いて論ずることができる。さらに、磁界が存在する場合には、サイクロトロン運動の一周期に比べて衝突時間が十分長ければ、粒子はその平均自由行程の間サイクロトロン運動を十分に行うことになり、同様に単一粒子軌道によって論ずることができる。平均自由行程が上記の条件を満足しなくなれば、粒子を集団的に取り扱う、すなわち統計的手法を用いなければ正確な物理的性質を把握できなくなる。そこで、イオン源内における粒子の運動量変化に対する平均自由行程を計算してみる。

プラズマ生成室内に存在する粒子の種類を、中性粒子、イオン、ビーム電子、プラズマ電子とし、それぞれの粒子間における平均自由行程を主たる衝突について評価してみる。いま、図2-14に示すように平均自由行程を考えている粒子をテスト粒子、衝突の相手粒子群をフィールド粒子と呼ぶことにする。

テスト粒子を中性粒子にとれば、その衝突はフィールド粒子が中性粒子によるものが最も大きい。なぜなら、フィールド粒子の密度を n_f 、衝突断面積を σ_{tf} とすれば、平均自由行程 λ は、

$$\lambda = \frac{1}{n_f \cdot \sigma_{tf}} \quad (2-15)$$

で与えられるが、プラズマ生成室では、

$$n_f(\text{中性粒子}) \gg n_f(\text{イオン})$$

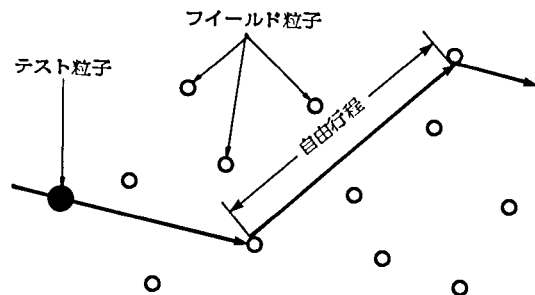


図2-14. 平均自由行程を計算する場合のモデル

$$\cong n_f (\text{プラズマ電子}) > n_f (\text{ビーム電子})$$

$$\sigma_{tf} (\text{イオン}) \cong \sigma_{tf} (\text{中性粒子}) \geq 4 \sqrt{2} \sigma_{tf} (\text{ビーム電子, プラズマ電子})$$

の関係があるからである。中性粒子間の衝突断面積は多くの種類の元素においてほぼ 10^{-15}cm^2 程度であるから、 10^{-3} Torr (300 K にて中性粒子密度 $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$) のガス圧力では $\lambda = 3 \text{ cm}$ 程度と考えることができる。

テスト粒子がイオンの場合には、フィールド粒子がイオンであれば、フィールド粒子が電子のときに比べて約 $Z \cdot (m_i/m_e)^{\frac{1}{2}} \cdot (T_e/T_i)^{\frac{3}{2}}$ 倍衝突が多く、イオンとの衝突が極めて多い。イオンとの衝突による平均自由行程は次式で与えられる。³⁰⁾

$$\lambda = \frac{18\pi \cdot \epsilon_0^2 \cdot T_i^2}{Z^4 \cdot n_i \cdot e^2 \cdot \ell n A} \quad (\text{M.K.S. 単位}). \quad (2-16)$$

ここに

$$\ell n A = \frac{6\pi \cdot \epsilon_0^2 \cdot T_i \cdot T_e^{\frac{1}{2}}}{Z^2 \cdot e^2 \cdot n_e^{\frac{1}{2}}}$$

T_i, T_e はそれぞれ eV 単位で表わしたイオン温度および電子温度、 n_i, n_e はそれぞれプラズマイオン密度および電子密度を表わす。 $\ell n A$ はクーロン対数と呼ばれるもので、デバイ長と衝撃係数の比の対数によって与えられ、普通 10 程度の値を持つ。例えば、 $T_i = 1 \text{ eV}, T_e = 10 \text{ eV}, n_i \cong n_e = 10^{12} \text{cm}^{-3}, Z = 1$ とすれば、 $\lambda = 1.7 \text{ cm}$ となる。またフィールド粒子が中性粒子とすれば、式 2-15 から中性粒子が 10^{-3} Torr において $\lambda = 3 \text{ cm}$ 程度と考えることができる。従って、主たる衝突として、フィールド粒子を中性粒子とイオンについて考慮すればよいことになる。

テスト粒子がビーム電子の場合には、フィールド粒子がイオンとプラズマ電子による衝突の平均自由行程は、式 2-16 において T_i をビーム電子のエネルギーに換算し、 n_i をフィールド粒子密度とおき価数 Z を適当に考慮することによって得られる。例えば、ビーム電子のエネルギー $E_b = 100 \text{ eV}, T_e = 10 \text{ eV}, n_i \cong n_e = 10^{12} \text{cm}^{-3}, Z = 1$ であれば、フィールド粒子がイオンとプラズマ電子による平均自由行程は同程度であり、 $\lambda = 5 \times 10^3 \text{ cm}$ となる。フィールド粒子が中性粒子であれば、式 2-15 によって平均自由行程が求められるが、電子のエネルギーが数 eV 以上では衝突周波数が飽和することを考慮すればガス圧力 10^{-3} Torr で、ビーム電子エネルギー $E_b = 100 \text{ eV}$ として、 $\lambda \cong 85 \text{ cm}$ 程度となる。

テスト粒子がプラズマ電子の場合には、ビーム電子の場合と同様に考えることができるが、エネルギーが低いので平均自由行程が異なる。フィールド粒子がイオンまたはプラズマ電子による平均自由行程は、例えば $T_e = 10 \text{ eV}, n_i = n_e = 10^{12} \text{cm}^{-3}, Z = 1$ であれば、 $\lambda = 1.3 \times 10^2 \text{ cm}$ 程度となる。また中性粒子との衝突による平均自由行程は、ガス圧力が 10^{-3} Torr とすれば、 $\lambda = 25 \text{ cm}$ 程度となる。

以上表 2-13 にまとめたように、代表的条件におけるイオン源内各粒子の平均自由行程を簡単に評価したが、その中で中性粒子やイオンは比較的衝突が多い。しかし、それでもその平均自由行程はプラズマ生成室の寸法程度である場合が多い。従って、それらの運動には粒子間衝突に加えて壁面との衝突を十分考

感じなければならない。中性粒子の電離の主体となるビーム電子の場合には、その平均自由行程は、プラズマ生成室の寸法に比べて極めて大きく、その運動は電界や磁界による単一粒子軌道をもって代表させることができると考えられる。またプラズマ電子の平均自由行程は、プラズマ生成室の寸法程度あるいはそれ以上であることが多く、その条件によっては、単一粒子軌道的取り扱いを用いることができる。

ii) プラズマ生成における重要なパラメータ

1 Aのイオンビームを得るためには、中性粒子の電離だけに必要なエネルギーは、電離されたイオンが総てイオンビームとして利用されるならば、毎秒 $1/e$ 個のイオンが供給されればよいから、電離電圧を V_i として $1/e \times eV_i = V_i (\text{joule} \cdot \text{sec}^{-1}) = V_i (\text{W})$ のエネルギーがあればよい計算になる。 V_i の値は $3 \sim 25(\text{V})$ 程度の値であるから、必要な電力が如何に少なくてよいかがわかる。実際には、この程度の電力を用いてアンペア級のイオンビームを得るためのイオン生成を行う

ことはできない。それは、作られたイオン総てを利用することができずに、引き出される以前に壁面等で消滅してしまうイオンが大多数であるからである。効率のよいイオン源を得るには、イオンの消滅を少なくして、効率よくイオンビームを引き出す必要がある。プラズマからイオンを引き出す場合には、引き出し得るイオン電流の量はプラズマ密度と電子温度の $1/2$ 乗に比例するが、電子温度があまり変わらないとすれば、プラズマ密度にほぼ比例すると考えてよい。従って、プラズマ生成室では、如何にイオンの消滅を少なくして効率よく高密度プラズマを得るかが最大の課題となる。

プラズマ生成に関して簡略化した式を用いてプラズマ生成を支配する重要なパラメータを求めてみよう。プラズマ生成と消滅に関する式として、生成されるイオンが電子の衝突電離による1価のイオンだけで、消滅はイオンの壁面への拡散と電子との再結合によるものだけを考える。多価イオンの生成や、負イオンの生成に関してはこれらの仮定を用いることができず、異なった検討をする必要がある。1価のイオンの生成に関するイオン密度の時間変化は次式で与えられる。^{31), 32)}

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 \langle \sigma \cdot v_e \rangle n_e - \frac{n_i}{\tau_{ci}} - \rho_e n_i n_e \quad (2-17)$$

ここに、 n_i はイオン密度、 n_e は電子密度、 n_0 は中性粒子密度、 σ は電離断面積、 v_e は電子の速度で $\langle \rangle$ はその速度を持つ粒子を分布関数を用いて平均操作を表わす。 ρ_e は電離にあずかるエネルギー

テスト粒子	フィールド粒子	平均自由行程
中性粒子	中性粒子	$\lambda \cong 3 \text{ cm}$
イオン	中性粒子	$\lambda \cong 3 \text{ cm}$
	イオン	$\lambda \cong 1.7 \text{ cm}$
ビーム電子	中性粒子	$\lambda \cong 8.5 \times 10^1 \text{ cm}$
	イオン	$\lambda \cong 5 \times 10^3 \text{ cm}$
	プラズマ電子	$\lambda \cong 5 \times 10^3 \text{ cm}$
プラズマ電子	中性粒子	$\lambda \cong 2.5 \times 10^1 \text{ cm}$
	イオン	$\lambda \cong 1.3 \times 10^2 \text{ cm}$
	プラズマ電子	$\lambda \cong 1.3 \times 10^2 \text{ cm}$

代表的条件

中性粒子密度 : $n_0 = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
 ($p = 10^{-3} \text{ Torr}$, $T_0 = 300 \text{ K}$)
 プラズマ密度 : $n_i = n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
 ビーム電子エネルギー : $E_b = 100 \text{ eV}$
 プラズマイオン温度 : $T_i = 1 \text{ eV}$
 プラズマ電子温度 : $T_e = 10 \text{ eV}$

表 2-13. 代表的条件におけるイオン源内各粒子の平均自由行程。

の低いプラズマ電子を含んだものであり、 $n_i \cong n_e$ の関係がある。 τ_{ci} はイオンの壁面への拡散による消滅に対する時定数、 ρ_e は再結合係数である。 τ_{ci} の値は後に詳しく示すが、ここではおよその見積りとして、プラズマ生成室の最小寸法をイオンの速度で割った値を用いることにする。いま、壁面への拡散項と再結合による項の大小比較をしてみる。プラズマ密度を $10^9 \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の広い範囲において考え、壁面への拡散項を最も小さくなるようなイオンのエネルギー 0.1 eV 、質量数 260 、プラズマ生成室の最小寸法 10 cm として、

$$\frac{n_i}{\tau_{ci}} \cong 2.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (n_i = 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ のとき}) \sim 2.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (n_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ のとき})$$

となる。また再結合項が最も大きくなるような、プラズマ電子のエネルギーが低い値 1 eV のとき $\rho_e = 5 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (n_i = 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ のとき}) \sim 2 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (n_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ のとき})$ であるから、³³⁾

$$\rho_e n_i n_e \cong \rho_e n_i^2 \cong 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (n_i = 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ のとき}) \sim 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \quad (n_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ のとき})$$

となる。このことから1価の正イオンを目的としたイオン源においては、プラズマ中のイオンの消滅は、壁面への拡散項によるものが大きく、再結合によるものを無視することができる。従って、 τ_{ci} はイオンのプラズマ生成室内における実質的な閉じ込め時間あるいは平均寿命と見なすことができる。

いま、プラズマ生成室内の電子密度分布が図2-15に示すように、エネルギーの高いビーム電子と、エネルギーの低いプラズマ電子から構成されているとすれば、電離電圧 V_i 以下のエネルギーの電子は電離にあずからず、電離は主として平均エネルギー E_b を持つビーム電子によって行われる。従って、式2-17における $\langle \sigma \cdot v_e \rangle n_e$ は、第1章式1-9に示したように、 $\sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b$ と書くことができる。

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 \cdot \sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b - \frac{n_i}{\tau_{ci}} \quad (1-9)$$

イオンの生成消滅が釣り合った平衡状態であれば、式1-10に示したように $dn_i/dt = 0$ としてイオン密度を次式により得ることができる。

$$n_i = \tau_{ci} \cdot n_0 \cdot \sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b \quad (1-10)$$

式1-10からもわかるように、プラズマ生成を支配する重要なパラメータは、イオン閉じ込め時間 τ_{ci} 、中性粒子密度 n_0 、および電離にあずかる電子密度 n_b とそのエネルギー $\sigma(E_b) \cdot v_b$ であることがわかる。

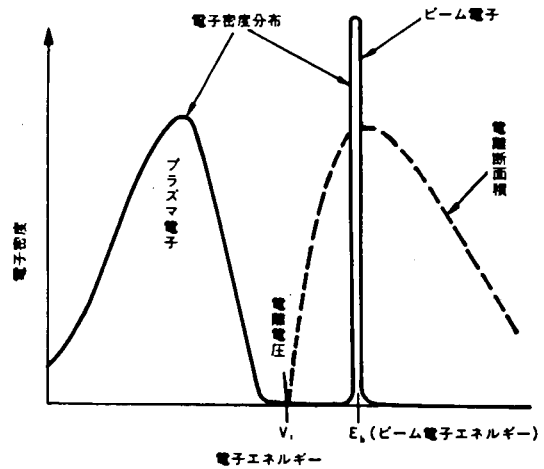


図2-15. プラズマ生成室内の電子密度分布。

iii) イオン閉じ込め時間

式1-10はイオン閉じ込め時間が大きいことが望ましいことを示しているが、プラズマ中のイオンはプラズマ電位がカソードやアノードなどの壁面より高電位にあれば、金属面に接する部分において、シーsthroughして多量に消滅する。

シーthroughを横切る磁界の強さが比較的小さければ、イオンの消滅量は電界浸透のある場合のイオン飽和電流の式を用いることができる。³⁴⁾ いまプラズマ生成室中のプラズマの体積を V とし、プラズマが接している金属表面の面積を S とすれば、消滅に関して次式が成り立つ。

$$\frac{d(n_i V)}{dt} = S \cdot n_i \cdot \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \right) \quad (2-18)$$

式2-18を $dn_i/dt = n_i/\tau_{ci}$ とおくことによって、イオン閉じ込め時間 τ_{ci} を求めることができる。

$$\begin{aligned} \tau_{ci} &= \frac{V}{S} \cdot \left(\frac{m_i}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left(\frac{1}{2} \right) \\ &= 2.63 \left(\frac{i}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V}{S} \cdot \frac{1}{\bar{v}_i} \quad (2-19) \end{aligned}$$

ここに \bar{v}_i はイオンの1次平均速度を表わす。式2-19はプラズマ生成室ができるだけ V/S の大きい構造であるのがよいことを示している。このことは、第1章でも触れたように、寸法が大きく、細長いものより球形に近く、プラズマ生成室内に不必要な金属面ができるだけ少ないことが望ましい。しかし、寸法や形状は放電形式や他の条件によっても制限され、むやみに大きくしたり変形することができない場合が多い。

例えば、半径 b 、長さ ℓ の円筒状のプラズマ生成室のものでは、プラズマ生成室内部に存在する電極の表面の面積を無視すれば、 $V/S = b/2(b/\ell + 1)$ となり、 b/ℓ が小さければ $V/S \cong b/2$ と見なすことができる。 τ_{ci} の概略値は、系の最小寸法である円筒直径 $2b$ をイオンの1次平均速度で割った値に、イオン温度と電子温度の比の $1/2$ 乗を掛けたものとなる。

iv) イオン化物質の供給

イオン化したい物質は、蒸気すなわち中性粒子の状態ではプラズマ生成室に供給されるが、高密度のプラズマを得るために過度の蒸気圧で供給すれば、イオン引き出し口から逃げ去る粒子が多く、ガス効率が極めて悪くなり、また、高真空保持の点からも問題がある。従って、蒸気圧には上限が存在する。

図2-16に示すようにプラズマ生成室の壁に小さいイオン引き出し口を考え、その面積を A とすれば、プラズマ生成室の中性粒子密度を n_0 として、イオン引き出し口から飛び出す粒子束は次式で与えられる。

$$F_0 = \frac{1}{4} n_0 \cdot \left(\frac{8 k T_0}{\pi m_0} \right)^{1/2} \cdot A_0 \quad (2-20)$$

一方、この引き出し口から、イオン電流として引き出し得る電流に相当する粒子束は次式で与えられる。

$$F_i = n_i \cdot \left(\frac{k T_e}{m_i} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \right) \cdot A_0 \quad (2-21)$$

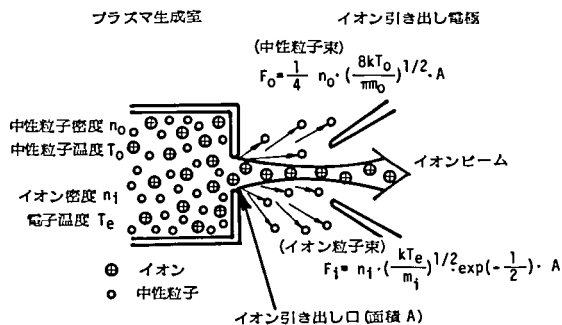


図 2-16. イオン引き出し口からの中性粒子束とイオン束の流れ。

ガス効率を $\zeta (=F_i / (F_i + F_0))$ として、プラズマ密度 n_i 、ガス効率が ζ であるために必要な中性粒子密度または蒸気圧は式 2-20 および式 2-21 を用いて次式のようにになる。

$$n_0 = 1.52 n_i \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right) \quad (2-22)$$

または、第 1 章式 1-12 に示したようにガス圧力で表わせれば次のようになる。

$$p = 1.57 \times 10^{-19} \cdot n_i (cm^{-3}) \cdot (T_0 (K) \cdot T_e (K))^{1/2} \left(\frac{1}{\zeta} - 1 \right) \quad (1-12)$$

例えば、ガス効率 50 % ($\zeta = 0.5$) で $T_e = 1.16 \times 10^5 K (10 eV)$ のとき $n_i = 10^{12} cm^{-3}$ を得ようとするれば、

$$p = 9.3 \times 10^{-4} Torr (T_0 = 300 K),$$

$$2.4 \times 10^{-3} Torr (T_0 = 2,000 K)$$

となり、プラズマ生成室内の蒸気圧として $10^{-3} \sim 10^{-2} Torr$ が良いということになる。

イオン化物質を $10^{-3} \sim 10^{-2} Torr$ 供給するためには、室温でこの値以上の蒸気圧を有する物質は、リークバルブを通して必要量を供給すればよいが、室温で固体である物質の場合の蒸気の供給法としては、高温蒸気発生炉を用いて熱平衡における蒸気圧を利用する方法と、スパッタリングを用いる方法がある。前者の 1 つとして、プラズマ生成室内に蒸気発生炉を設けて、必要な中性粒子蒸気圧を得る方法がある。しかし、この方法を用いると、放電条件を変えたりしたときのプラズマ生成室内の温度変化に従って蒸気圧が変化するので、制御が困難である。一般的には、プラズマ生成室の外に蒸気発生炉を設け、図 2-17 に示すように高温とした導管を通じてプラズマ生成室に蒸気を供給する。導管やプラズマ生成室の温度は、イオン化物質の壁面への蒸着を防ぐため蒸気発生炉の温度より幾分高くしておく必要がある。プラズマ生

成室に必要な蒸気圧 P_0 を得るためには、系全体がほぼ同じ温度であれば、蒸気発生炉における蒸気圧 P_1 は次式に示す程度必要である。

$$P_1 = P_0 \left\{ 1 + \frac{3}{8} \frac{\ell}{a} \frac{A}{\pi a^2} \right\} \quad (2-23)$$

ここに、 a および ℓ は、それぞれ導管の内半径および長さを表わす。式 2-23 の括弧内第 2 項が大きければ、蒸気発生炉ではプラズマ生成室内の $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Torr の蒸気圧よりも十分高い蒸気圧が必要となる。

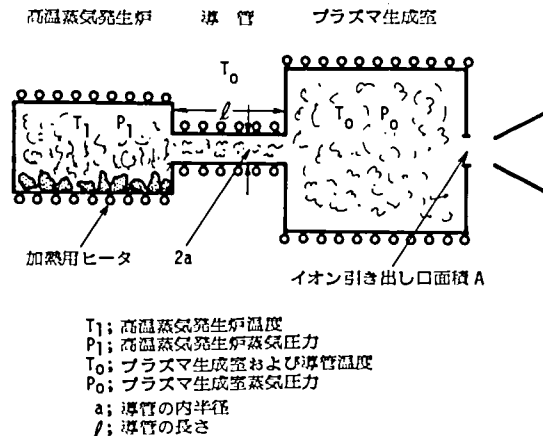


図 2-17. 高温蒸気発生炉を用いた中性粒子供給系。

熱平衡状態で、単体元素の蒸気圧を 10^{-2} Torr 得るに必要な温度を図 2-18 に示す。³⁵⁾ 単体元素を用いて電離すれば、得られるイオンのほとんど総てが目的とするイオンであるから、場合によっては質量

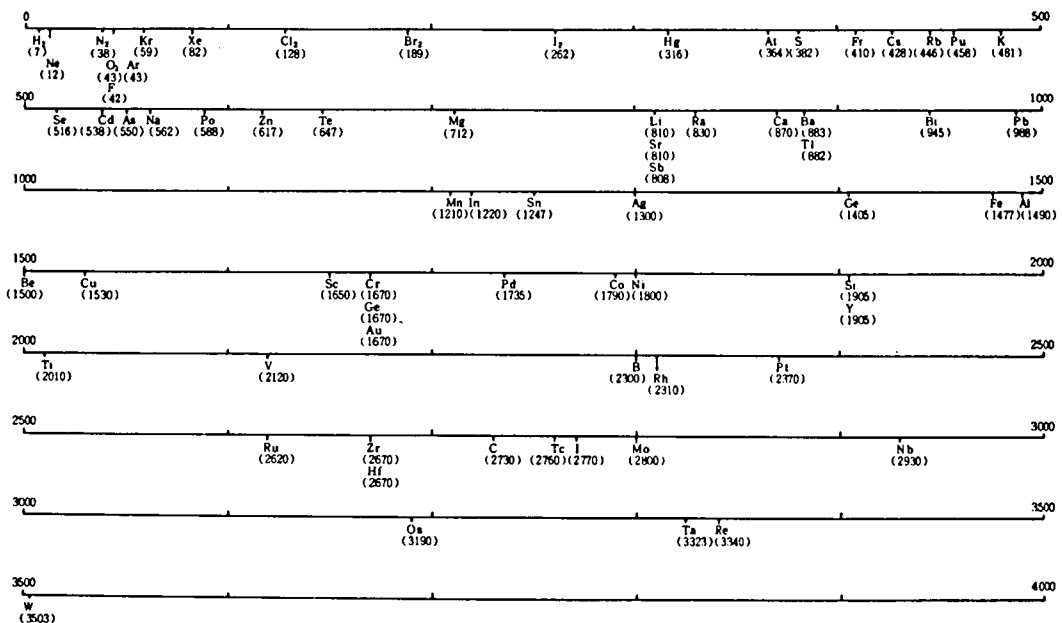


図 2-18. 10^{-2} Torr の蒸気圧を与える各種単体元素の熱平衡温度 (温度 K)。

分離する必要がないほどきれいなビームが得られるため、最も好ましいイオン化合物供給法の 1 つである。現在では、イオン源の高温動作の上限は、構成材料の熱的制限から $2,000^{\circ}\text{C}$ 程度である。図 2-18 からわかるように、多くの元素は単体元素の蒸気化によるイオンの生成が可能であるが、元素によっては単体

元素に必要な蒸気圧を得ようとすれば極めて高温にする必要のあるものがある。2,000°Cを超える高温でないと必要とする蒸気圧が得られない物質をイオン化したい場合や、あまり高温で動作できないイオン源を用いて種々の物質をイオン化したい場合には、イオン化物質として単体元素より蒸気圧が高い化合物、例えば、弗化物、水素化物、酸化物、塩化物などを用いることにより、より低温で動作を行うことができる。しかし、この方法を用いると、得られるイオンビーム電流中に得たいイオン電流が数%程度しか得られないこともめずらしくない。従って、イオンビームは必ず質量分離する必要があるなど難点も多い。また、プラズマ生成室内に反応性物質を同時に送り込んで、プラズマ生成室内で化学反応を起こさせながら得たいイオンの収率を向上させる方法も考えられる。例えば、無水酸化物物質に CCl_4 蒸気を同時に送り込むことにより、元素イオンの収率を上げる方法が用いられており、 CCl_4 法と呼ばれている。³⁶⁾ このようにイオン生成過程に化学反応を積極的に持ち込んだり、化学的に活性な物質を取り扱う必要性から、イオン源の運転には、物理的、電気的知識だけでなく、化学的知識も必要となってきている。

一方、必要な蒸気圧を得るための温度が極めて高く、蒸気発生炉やプラズマ生成室の温度が必要な温度にまで上げられないような場合の1つの解決法として、固体表面からのスパッタリングによって得たい物質の中性粒子密度を得ることができる。スパッタリングとは、図2-19に示すように、高エネルギー粒子が固体表面を叩くとき、入射粒子の持つエネルギーが固体を構成する原子に伝わり、その結果結合を破って表面から固体構成粒子が飛び出すことを言う。衝撃入射粒子1個当たり、固体ターゲット表面からスパッタされた原子数をスパッタ率と言い、この値は一般に入射粒子の質量数が多いほど、また、最大スパッタ率を与えるエネルギーまでは、入射エネルギーが大きいほど増加する。ターゲット物質に対しては、固体の原子番号と周期的関係があり、各周期ともI族原子ほどスパッタ率が大きい。図2-20には銅を Ar^+ によって、いろいろな結晶面からスパッタリングした時のスパッタ率のエネルギー依存性を示す。³⁷⁾ また、スパッタされた原子のエネルギーは、平均数eV程度である。³⁸⁾

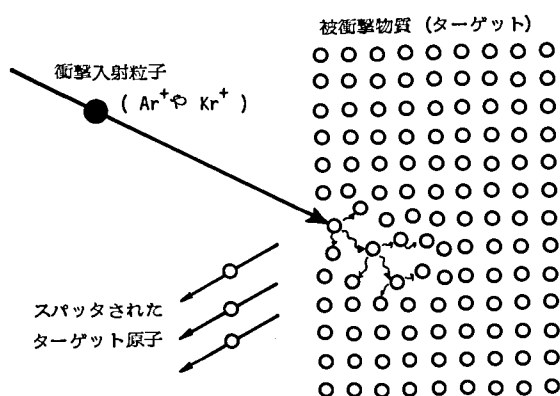


図2-19. スパッタリングの概念図。

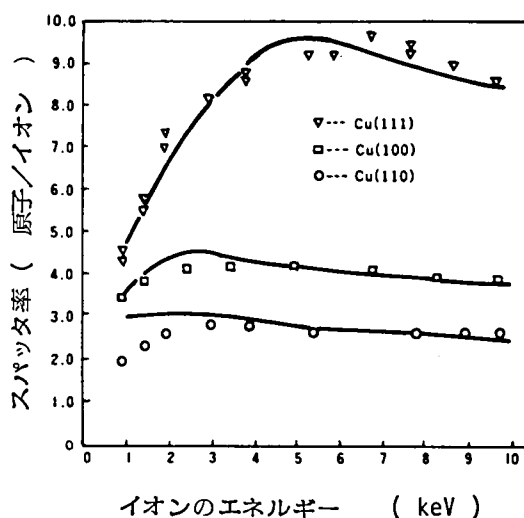


図2-20. 銅に Ar^+ を照射したときのスパッタ率。

イオン源の中性粒子供給法として、具体的にスパッタリングを利用するためには、まず、プラズマ生成室に、衝撃用のイオンとしてスパッタ効果の大きい質量数の大きな原子であるArやXeなどのイオンを放電によって作る。冷陰極形のものではカソードそのものを、熱陰極形のものでは別に負の高電位として設けたスパッタリング用カソードを、イオン化したい物質で作し、衝撃用イオンによってカソードを衝撃する。プラズマとスパッタリングカソード間のシーsthroughして、数100 eV～数keVに加速された衝撃用イオンは、スパッタリングカソード表面を衝撃し、必要な中性粒子が表面から飛び出し、壁面へ蒸着するまでプラズマ生成室内を走行する。その間に効率よく電離すれば、得たい物質のイオンが得られる。スパッタリングによって作られる粒子密度は、次のように見積ることができる。いま、衝撃用イオンのスパッタリングカソードへの衝撃電流密度を I_{bomb} とし、飛び出す中性粒子の平均エネルギーを V_s とすれば、 s をスパッタ率として、スパッタリングの生じている近傍の中性粒子密度は、

$$n_s = \frac{s \cdot I_{\text{bomb}}}{e \sqrt{\frac{2eV_s}{m_s}}} \quad (2-24)$$

で与えられる。例えば、エネルギー2 keV、電流密度 $10 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ の Ar^+ によって、Cuで作ったカソードを衝撃したとすれば、スパッタ率 s は平均5程度の値であり、スパッタされて飛び出す粒子の平均エネルギーは3 eV程度である。従って、 $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度の中性粒子密度が得られることになる。

V) 電離にあずかる電子の量

電子ビームを電離の担い手として使用するイオン源では、前に示したように、生成されるプラズマ密度が $\tau_{\text{ci}} \cdot n_0 \cdot \sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b$ に比例するため、電子ビームに関係する量として $\sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b$ の値が大きいたことが望ましい。第1章でも触れたように、カソードから放出された電子が、 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Torrの蒸気圧のガス圧力中を通過するとき、電子のエネルギーが電離能率の最も大きな50～100 eV付近でも、電離能率の値は1～10（電離断面積の値にして約 $3 \times 10^{-17} \sim 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ の値）程度の値であるから、電子の飛行長であるカソード・アノード間の距離を、例えば、5 cmとすると、直進する1個の電子が衝突電離する回数は $5 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-1}$ 回程度と少なく、あまり効果的とは言えない。このように、カソードからアノードへ直進する電子の電子衝撃だけを利用することは比較的稀であるが、このような方法を用いる場合には電子のエネルギーとして電離断面積の最も大きい50～100 eVを使用するのがよい。

$\sigma(E_b) \cdot v_b \cdot n_b (= J_b \cdot \sigma/e)$ の値を大きくするためには電子ビーム量を増す必要があるが、単に電子ビーム電流量を増加することは電離に要する電力も同時に増加することになるだけで、電力効率の改善にはならない。そこで等価的に電子ビーム量を増すような方法を考える必要がある。そのために電子ビームの運動を適当に操作し荷電粒子の運動に対して作用力のある電界および磁界を有効に利用する。プラズマ生成室内において個々の荷電粒子に作用する静電界、静磁界の基本的な作用を次のようにまとめてみよう。

(a) 静電界

電荷 q 、質量 m を持つ粒子の受ける力は、 $f = (q/m) E$ で示されるように、正イオンは電界の方向に、

負イオンまたは電子は電界と逆方向に力を受ける。電界は電極間に外部より加えられた電位差 V ($E = -\text{grad} V$) により, また荷電粒子の持つ空間電荷 ρ ($\text{div} E = \rho/\epsilon$) により作られる。

(b) 均一静磁界

一様な磁界中において, 電荷 q , 質量 m , 速度 v を持つ粒子の受ける力は $f = (q/m) \cdot v \times B$ で示される。磁界 B に平行および垂直の速度成分をそれぞれ v_{\parallel} , v_{\perp} とすると, 荷電粒子は B に平行な速度 v で進みながら, 中心軸の回りをサイクロトロン運動 (サイクロトロン角周波数 $\omega = qB/m$, ラーモア半径 $r_L = m v_{\perp} / (qB)$), 正イオンは磁界に対して左回り, 負イオンまたは電子は右回り) する。電界と磁界が共存する場合には, 磁界と平行な電界成分 E_{\parallel} で運動すると同時に, E と B の両方に垂直な方向へ図 2-21 に示すような周期運動をし, 粒子の質量に無関係な平均速度 $W_D = E \times B / B^2$ で流動運動をする。ただし, このことは W_D が光速より十分小さい値のときだけに成立する。

磁界は永久磁石, または, 鉄心入りの電磁石の表面にできる分極磁荷によってできる磁界 ($B = (1/4\pi) \cdot (q_m/r^2) \cdot r$, q_m は点磁荷), あるいは, 外部電流の作る磁界 ($\text{rot} B = \mu J$, 例えば, 電流 I で N 巻きの半径 a のコイル中心における磁界は $B = \mu N I / (2a)$, 単位長さの巻数が n である無限に長いソレノイドの内部での磁界は $B = \mu n I$ など) や, 運動する荷電粒子の流れによってできる等価的な電流によって生じる磁界により作られる。

(c) 不均一静磁界

不均一静磁界中における荷電粒子の運動は, 磁界の空間的变化が十分に緩やかで, しかも十分に強ければ, 断熱近似を用いることができる。このような断熱軌道は, 準ら旋運動と流動に分けることができる。準ら旋運動に対しては粒子のエネルギーと磁気モーメントは保存され, 強磁界部分での磁界に平行な運動が制約され, 場合によっては, エネルギーの総てが磁界に垂直な運動に変換されて平行な運動は強磁界部分で反射されることもある (ミラー効果)。流動は準ら旋運動の上に重ねられる小さな運動で, 磁界に平行な速度成分によって生じる力線の曲率

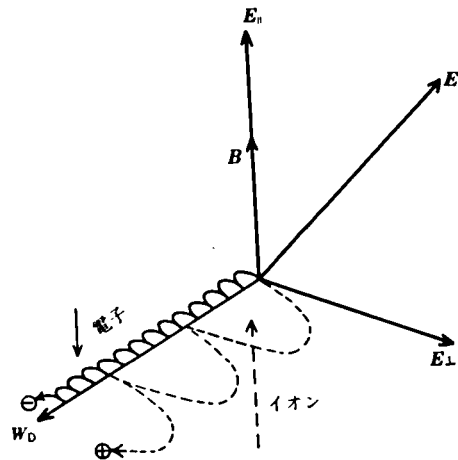


図 2-21. 電磁界による電子とイオンの流動運動。

に由来する流動と, 磁界に垂直な速度成分によって生じるグラディエント流動の 2 つがある。

電子ビームによる電離の有効飛行長を増すことは, 電子のエネルギーを有効に利用するために必要である。与えられた寸法内で, 上に述べた電界や磁界の作用を用いて電子の有効飛行長を増す例を挙げてみよう。

(i) 電界の使用

電界によって電子をプラズマ生成室に閉じ込めることによって, 電子のエネルギーを使い尽すまで利用する方法が考えられる。図 2-22 に示すように, カソードとアノードに加えた電圧によって, カソードか

ら引き出された電子は、対面に設けたカソード電位の反射電極によって反射されることを利用する。図2-22(a)の例では、アノードを透過率 η のメッシュ状電極で作れば、電子は他の粒子との衝突を考えなければ、平均 $1/2(1-\eta)$ 回、カソード、反射電極間を往復することになる。³⁹⁾図2-22(b)のように、一種の電子銃のようにカソードから電子をアノードの等電位空間へ導くことによって、反射電極との間で往復運動させることができる。この方法は多くのイオン源で使用されている。また図2-22(c)のように、円形カソードの内側に、何らかの方法で作ったアノード電位に近いプラズマを利用して、電子をこの円筒内に閉じ込めることもできる。⁴⁰⁾

(ii) 電界と磁界の利用

磁界の存在する無電界空間における電子の運動において、磁界の方向に距離 l をとり、磁界に平行およ

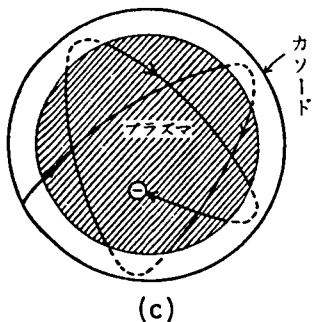
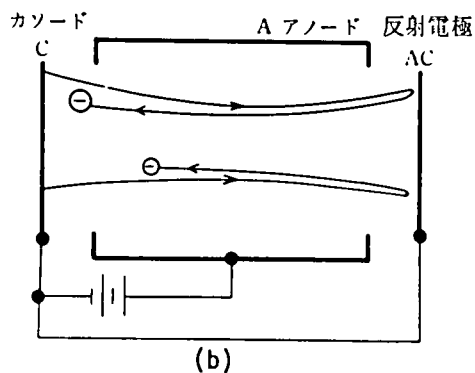
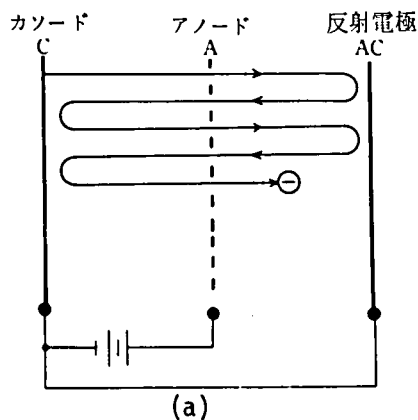


図2-22. 電離にあずかる電子の電界による閉じ込め。

- (a) メッシュ状アノードを用いたもの
- (b) 反射電極を有効に利用したもの
- (c) プラズマ電位を利用して径方向に閉じ込めるもの。

び垂直な初速度成分をそれぞれ v_{\parallel} , v_{\perp} とするとき、電子の有効飛行長を計算すれば、図 2-23 に示すように磁界のあるときもないときも何れも $L = l\sqrt{1 + (v_{\perp}/v_{\parallel})^2}$ となり、飛行長に差のないことがわかる。磁界に平行な方向だけに電界がある場合も飛行長は同じである。しかし、磁界が存在すれば、磁界の方向に電子の運動を制限することができ、ある限られた狭い空間内の電子の運動として、電子の飛行長を増す効果がある。図 2-22 (a), (b) においても、この目的で電界と同方向にできるだけ平行にした磁界を加える

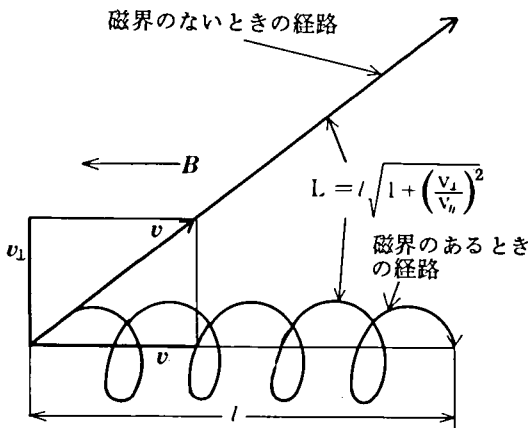


図 2-23. 磁界のあるときもないときの電子の経路。

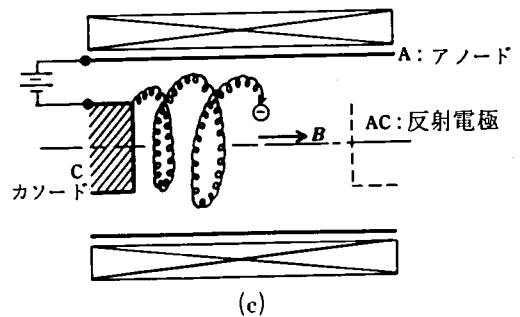
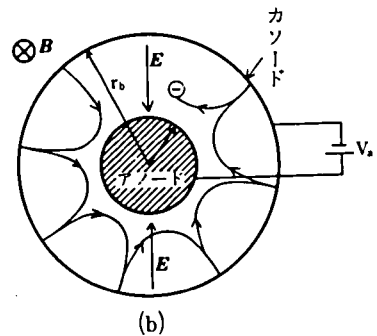
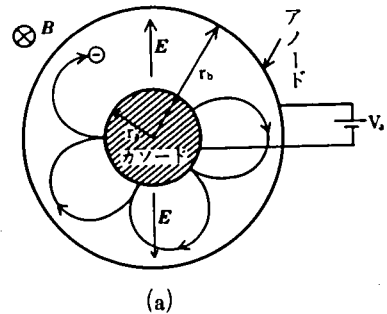


図 2-24. 軸方向磁界と半径方向電界を用いた電離電子の閉じ込め。

- (a) マグネトロンモード
- (b) 逆マグネトロンモード
- (c) PIG 構造。

ことがある。

電子の有効飛行長を十分に増すことが目的であれば、電界と磁界が直交した状態で利用する必要がある。直交電磁界中においては、電子はトロコイド (trochoid) と呼ばれる軌道を取りながら、電磁界に直交する方向に流動する。従って、電子を閉じ込めて十分な電子の飛行長を得るためには、流動運動を閉じ込める必要があり、流動運動を円軌道にすることがよく行われる。そのために軸方向磁界と半径方向電界や、軸方向電界と半径方向磁界を用いることができる。

図 2-24 には、軸方向磁界と半径方向電界を用いたマグネトロンモードの場合(a)と逆マグネトロンモードの場合(b)を示す。例えば、(a)の場合におけるカソード・アノード間に加える電圧を V_a としたとき、電子はある磁界以上でないと、その流動運動は閉じ込められずにアノードへ衝突してしまう。この臨界条件は次式で示される。⁴¹⁾

$$B_c \geq \frac{\sqrt{8 \frac{m_e}{e}}}{r_b \{ 1 - (\frac{r_a}{r_b})^2 \}} \sqrt{V_a} = \frac{6.74}{r_b \{ 1 - (\frac{r_a}{r_b})^2 \}} \sqrt{V_a} \quad (2-25)$$

ここに、 r_a (cm) はカソード半径、 r_b (cm) はアノード半径、 V_a (V) はカソード・アノード間電圧、 B_c (Gauss) は臨界磁界を表す (等号のときが臨界磁界)。例えば、 $r_a \div 0$ として、 $r_b = 1$ cm、 $V_a = 100$ V であれば、 $B_c = 67$ Gauss となり、この磁界以上であれば電子は他の粒子と衝突しない限りアノードに捕われず運動を続け、電子の有効飛行長は極めて長くなる。

図 2-24 (b) の場合も式 2-25 とほぼ同程度の臨界条件が存在する。

カソード・アノード間の電圧 V_a と、磁界 B の関係を臨界条件付近で使用するものを、一般に電子衝撃形と呼ぶことが多い。

図 2-24 (c) のように、完全な同軸構造ではなく、軸方向に強い磁界をかけ、径方向と軸方向電界が共存するような電極系とし、直交電磁界成分によってトロコイド運動をさせ、軸方向電界によって電子を軸方向運動させるようにしたものを PIG 構造と呼ぶことが多い。また、この構造のものでは、図 2-22 に示したような反射電極を用いて、電界による電子閉じ込めを同時に利用することが多い。PIG 構造のものでは式 2-25 における r_a/r_b の値も大きくなり、特に冷陰極のものでは放電電圧 V_a が数 100 ～ 数 kV と大きいため、電離にあずかる電子の閉じ込めに強い磁界が必要となる。

電子の軌道は、中性粒子との衝突や、イオン、電子などの荷電粒子との衝突によって、運動量やエネルギーが変換されるまでこのような軌道を示し、衝突が起これば、衝突後の運動量やエネルギーを初期値としてまた新しい運動に入る。衝突後の運動は閉じ込め軌道になるかどうかはわからないが、磁界が強いほど回転軌道が小さいため閉じ込め軌道になり易い。エネルギーの高い電子を何度も衝突電離させて利用しようとする場合には、式 2-25 における臨界磁界より十分大きな磁界にしなければならない。

図 2-25 は軸方向電界と半径方向磁界を利用した電子の閉じ込めであり、この方法を用いても電子の有効飛行長を長くすることができる。

(iii) 不均一磁界の利用

粒子の旋回半径に等しい距離に対して、磁界 B の相対的な変化が小さいために、磁界 B の空間的变化が

十分に緩やかで、しかも十分に強いとき、 L を系の特性長、 U を荷電粒子のエネルギーとして

$$B(\text{Gauss}) \cdot L(\text{cm}) \gg 3\sqrt{U(\text{eV})}$$

(電子に対して)

$$B(\text{Gauss}) \cdot L(\text{cm}) \gg 150\sqrt{\frac{M}{Z}} \cdot U(\text{eV})$$

(イオンに対して)

(2-26)

のような条件が満足されるときには磁気モーメント

$$\mu = \frac{\frac{1}{2} m v_{\perp}^2}{B} \quad (2-27)$$

は保存される。また粒子のエネルギー

$$\frac{1}{2} m (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) \quad (2-28)$$

も同様に保存されるから、図2-26に示すように $B_m > B_0$ であれば、磁界が強くなる部分に動くに従い、 v_{\parallel} のエネルギーが v_{\perp} に変換され、 B_m/B_0 (ミラー比) が十分大きければ、 v_{\parallel} は v_{\perp} に完全に変換され粒子はそれ以上強い磁界の部分に進むことができなくなり反射する。このようにして荷電粒子を狭い空間に閉じ込めることができる。⁴²⁾

vi) 放電エネルギーの選択

プラズマ生成室で生成されるプラズマ密度が、 $\sigma(E_b) \cdot v_b$ に比例することは前に示したが、

図2-26. ミラー磁界による荷電粒子の閉じ込め。

電離断面積が電子のエネルギーの数 $10 \sim 100$ 数 10 eV に最大値を持つ極めて急峻な特性を持つため、放電エネルギーの選択もイオン源のプラズマ生成の効率に対して重要な役割を果たす。

一般に用いられているイオン源の放電の形態としては、直流、高周波、マイクロ波に分けることができる。

直流放電の場合には、カソードから放出された電子を1回だけ利用するのであれば、電離断面積の最も大きな数 $10 \sim 100$ 数 10 eV を選ぶのがよいが、前項で示したような電子の飛行長を長くする個々のあるいはそれらを混合した方法を用いることによって、十分高いエネルギーを持った電子についてもそのエネルギーを有効に利用することができる。例えば、直交電磁界を用いる場合、用いる電子のエネルギーが高ければ、式2-25に示したようにエネルギーの $1/2$ 乗に比例した磁界によって閉じ込めることができる。図2-24(a)の構造で電子の加速電圧が $V_a = 5 \text{ kV}$ ならば、 $r_a \doteq 0$ 、 $r_b = 1 \text{ cm}$ として、臨界磁界は $B_c = 480 \text{ Gauss}$ 程度となるが、1個の電子をできるだけ多くの回数衝突電離に利用するために臨界磁界 B_c

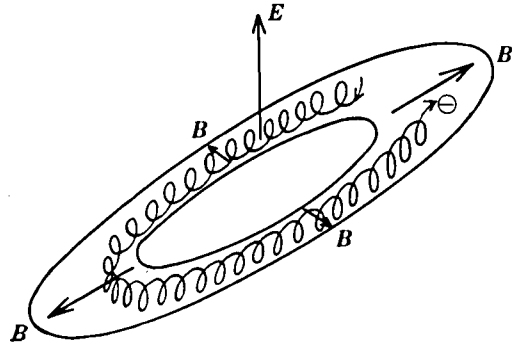
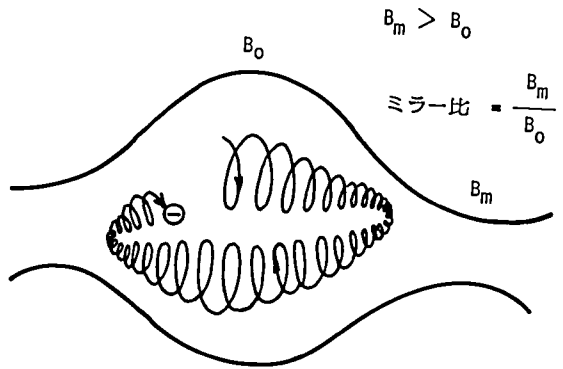


図2-25. 軸方向電界と半径方向磁界を用いた電離電子の閉じ込め。



よりさらに十分強い磁界が必要である。

電子源として利用されるものに、熱陰極と冷陰極があるが、一般に冷陰極のものは熱陰極のものより放電電圧、すなわち、電離にあずかる電子のエネルギーが高いことが多い。電子源がプラズマ生成室内にあれば、イオンによるスパッタリングによって陰極の消耗が激しい。その程度は、陰極材料、形状、イオンの種類、電流密度等によって異なるから十分注意しなくてはならない。場合によっては、電子源を高真空側に出し、電子ビームをプラズマ生成室内に入射させる方法を採用すれば、陰極のスパッタリングによる消耗の問題を解決することができる。⁴³⁾

高周波放電は、放電の周期が電子にとっては放電室寸法を十分往復でき、かつ、イオンは引き出されるイオンビームが変調されないようにほぼ静止している程度の周波数で用いられる。従って、電子的には一種の直流放電の考えを用いることもできる。この放電形式のものでは、電界による電子の閉じ込め作用を用いることができないため、放電エネルギーすなわち高周波電圧としてできるだけ電離断面積の大きな値を選択するのがよい。

距離が $d(\text{cm})$ 離れた両端の電極に、電圧 $V(\text{V})$ を加えたときの電子およびイオンの走行時間は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_e &= \sqrt{\frac{3d}{(2e/m_e) \cdot V}} \cong 5.06 \times 10^{-8} \frac{d}{\sqrt{V}} \quad (\text{s})_e \\ \tau_i &\cong 2.17 \times 10^{-6} \cdot \sqrt{\frac{M}{Z}} \cdot \frac{d}{\sqrt{V}} \quad (\text{s})_i \end{aligned} \right\} \quad (2-29)$$

ここに M はイオンの質量数、 Z は価数である。式 2-29 からイオンが静止して、電子が電極間を十分走行できるためには、高周波放電周波数として次の条件が必要である。

$$4.6 \times 10^5 \sqrt{\frac{Z}{M}} \frac{\sqrt{V}}{d} \ll f \ll 1.98 \times 10^7 \frac{\sqrt{V}}{d} \quad (2-30)$$

例えば、 $d = 5 \text{ cm}$ 、 $Z = M = 1$ 、 $V = 500 \text{ V}$ とすると、 $2.1 \times 10^6 \ll f \ll 8.9 \times 10^7$ となり、放電周波数として数 MHz ～ 数 10 MHz を選択するのがよいことになる。

マイクロ波放電では、通常電子サイクロトロン周波数に等しいマイクロ波をプラズマ生成室に導入し、サイクロトロン共鳴吸収現象によってプラズマ中の電子を選択的に加熱させ、高エネルギーとなった電子によって衝突電離を行い、高密度のプラズマを作ることができる。⁴⁴⁾

サイクロトロン共鳴を理解するために、マイクロ波の振動電界を次の 3 つの合成と考えることにする。すなわち、磁界の方向に対して平行な縦の電界 E_{\parallel} と、磁界の方向に対して横の電界を電子サイクロトロン運動に対して同じ向きに回転する電界 E_a と反対の向きに回転する電界 E_b に分けて考える。マイクロ波の周期とサイクロトロン周期が一致しているとき、 E_{\parallel} と E_b の電界はそれぞれ電子に対して磁界の縦方向に平行な振動およびサイクロトロン運動する電子に対して加減速を繰り返す運動を行わせるが、 E_a の電界はサイクロトロン運動をする電子に対して相対的位相が一定であり、相互作用は常に続き、電子速度は時間と共に比例して増加する。他の粒子との衝突が少なければ、極めて高いエネルギーを持ったホットな電子が多数生成されることになる。

この放電形式を用いるイオン源では、通常プラズマをミラー磁界内に閉じ込めて、極小磁界付近のサイクロトロン周波数とマイクロ波の周波数を一致させる。電子サイクロトロン周波数は $f = eB/(2\pi m_e) = 2.799 \times 10^6 B(\text{Gauss})$ であるから、例えば、磁界が 3,000 Gauss であれば $f = 9\text{GHz}$ 程度となる。また、この放電形式では、原理的にはプラズマ生成室内に特にスパッタリングされる電極がないことから、大きな電力を注入して多価電離をさせることもできる。

プラズマ中のホットな電子による電離の状態を知るために、簡単な仮定を用いてプラズマの状態量を計算してみる。電子のエネルギー分布が図 2-27 に示すようなマクスウェル・ボルツマン分布をしていると仮定し、衝突電離により 1 個イオンだけが生成されるとする。式 2-17 でも示したように、電子のエネルギー分布を考慮したときのイオン密度の時間変化は次式で表わされる。

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 \langle \sigma \cdot v_e \rangle n_e - \frac{n_i}{\tau_{ci}} \quad (2-31)$$

上式の右辺第 1 項であるイオン生成率 $G = n_0 \langle \sigma \cdot v_e \rangle n_e$ を上述の仮定を用いて書き換えれば、

$$G = \left(\frac{8}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_e \cdot n_0 \cdot (kT_e)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \sigma(\epsilon) \cdot \epsilon \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT_e}\right) d\epsilon \quad (2-32)$$

ここに、 m_e は電子の質量、 T_e はプラズマの電子温度を表わす。電離断面積 σ あるいは電離能率 s_e は、その最大値を示す電子のエネルギー以下では、式 2-5 に示したように近似的に電子のエネルギー ϵ に比例すると考えることができる。式 2-32 の積分中の $n_0 \sigma$ として式 2-5 の仮定を用いることにする。電離断面積 σ の最大値を与えるエネルギー以上の部分では、電子のエネルギー

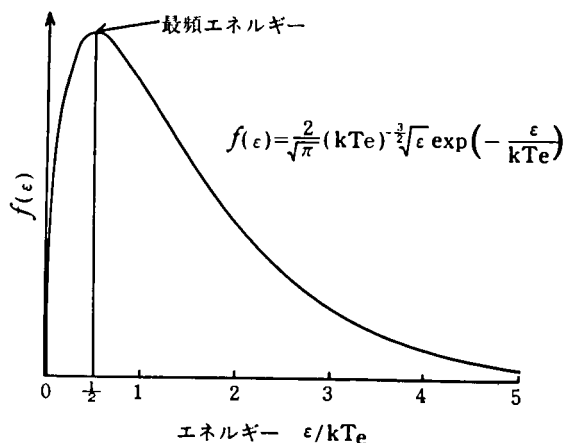


図 2-27. マクスウェル・ボルツマン分布。

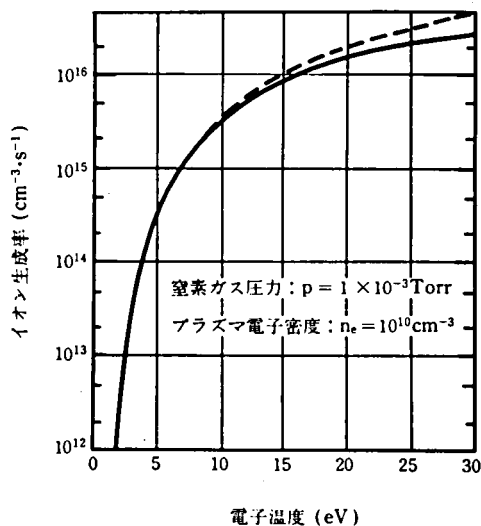


図 2-28. プラズマ電子の電離による電子温度に対するイオン生成率。

ーに対して σ が直線的に増すとしても、マクスウェル・ボルツマン分布に起因する $\exp(-e/kT_e)$ により全体の値が極めて小さくなるため、積分値にあまり効かないとして計算を行えば次式を得る。

$$G = 4a \left(\frac{2e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_e p \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT_e}{e} + \frac{V_i}{2} \right) \exp \left(-\frac{eV_i}{kT_e} \right). \quad (2-33)$$

上式を用いて、窒素ガス圧力 $p = 1 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ ($T = 273 \text{ K}$)、プラズマ電子密度 $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ として、イオン生成率をプラズマの電子温度に対して計算したものが図2-28の破線である。正確な電離断面積を用いて計算したものを実線で付記してある。式2-5のような比較的粗い近似を用いても、イオン生成率はほぼ正確な値を示すことがわかる。イオン生成率は、電子温度が低いときに変化が激しく、2~3 eV以下ではほとんどイオンを生成しない。しかし、電子温度が電離電圧付近以上ではイオン生成率の増加は緩やかになる傾向がある。

定常状態を考えれば、式2-31を $dn_i/dt = 0$ とおいて $n_i \cong n_e$ とし、式2-19および式2-33を用いると、この系で電子温度が満足しなければならない条件式を得ることができる。

$$4ap \frac{V}{S} \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT_e}{e} + \frac{V_i}{2} \right) \exp \left(-\frac{eV_i}{kT_e} \right) + \frac{1}{2} = 1. \quad (2-34)$$

ここに、 V/S はプラズマ容器の体積と表面積の比であり、 m_i はイオンの質量である。プラズマ容器が半径 b の細長い円筒状であれば、 $V/S \cong b/2$ と近似することができるから、例えば、 $b = 1 \text{ cm}$ として、ガス圧力と電子温度との関係を式2-34により求めたものが図2-29である。プラズマ電子のエネルギー分布がマクスウェル・ボルツマン分布である場合には、系のガス圧力が低いときほど系のプラズマ電子温度が高い値に保たなければならないことがわかる。

VII) イオンの閉じ込め

電離にあずかる電子の量を増すためには電子を閉じ込めることが有効であるが、生成されたイオンの不必要な壁への拡散などの消滅を少なくするために、何らかの方法でイオンも閉じ込めることができれば、高い密度のプラズマまたは高い密度

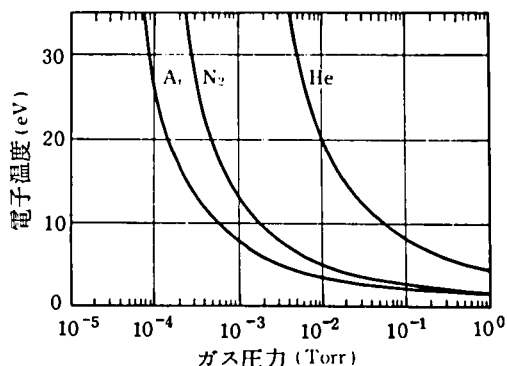


図2-29. ホットなプラズマ電子による電離の場合のガス圧力と電子温度との関係(円筒状プラズマ容器、半径 $b=1 \text{ cm}$)。

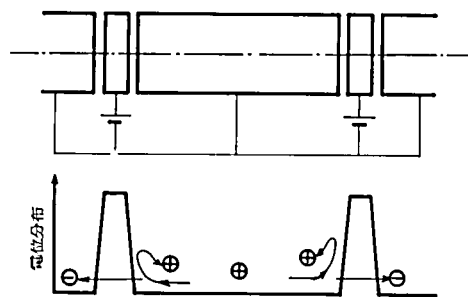


図2-30. 電界を利用したイオンの軸方向閉じ込め。

のイオンを得るために有利である。

閉じ込めに外部電界を用いる場合には、電子とイオンに働く力は反対方向であるため、一般的には電子かイオンのどちらか一方の閉じ込め作用しかない。外部電界はビームに対して軸方向閉じ込めによく用いられる。電子ビームの空間電荷による電界を用いれば、径方向のイオンの閉じ込めに有効である。一方、磁界を用いれば原理的には正、負両荷電粒子に対して、磁界の横方向および縦方向（ミラー磁界）閉じ込めを行うことができる。しかし、イオンの閉じ込めに必要な磁界は電子の閉じ込めに必要な磁界の数10倍以上であるため、簡単な装置で閉じ込めを行うことは難しい。多価イオンの生成におけるようにイオンが長時間閉じ込められていることが高い価数のイオン生成に不可欠であるような場合には、イオンの閉じ込めを積極的に行わなければならない。

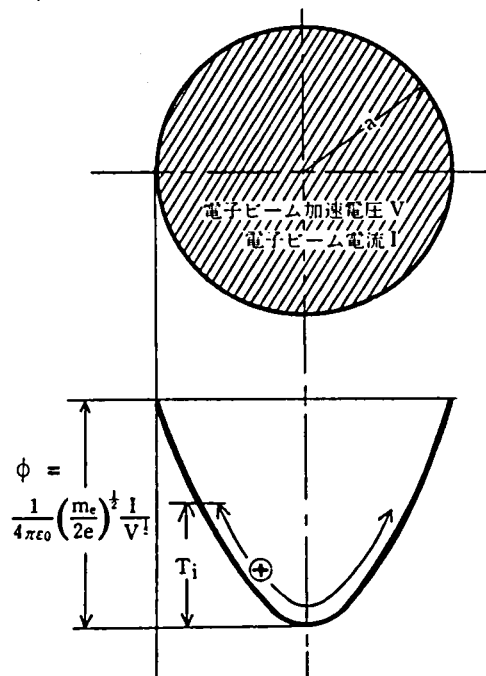


図 2-31. 電子ビーム内の電位分布。

(i) 電界の使用

軸方向の閉じ込めには図 2-30 に示すような適当な電極を用いることにより、外部から電圧を加えてイオンの閉じ込めを行うことができる。しかし、この電界に対しては、電子は閉じ込め領域から飛び出す方向に動くことになる。

径方向の閉じ込めには、電子ビームの空間電荷が作る電位を利用して、軸中心に電位の谷を作ることができる。半径 $a(\text{cm})$ 、加速電圧 (V) 、電流 $I(\text{mA})$ のような電子ビームであれば、電子ビーム内には放物線状に電位 $\phi(V)$ の下がった谷が形成される。（図 2-31 参照）

例えば、 $V = 1 \text{ kV}$ 、 $I = 100 \text{ mA}$ の電子ビームで半径 $a = 0.5 \text{ cm}$ であれば電位の谷の最大値は 48 V にもなり、イオンの量が少ないときは、イオン温度がこの値以下であればイオンは完全にこの電位の谷に捕捉される。

(ii) 磁界の使用

単一粒子軌道を仮定すれば、磁界が存在するとイオンも電子も磁界の軸方向の回りに半径がラーマー半径程度の回転運動を起こし、粒子間の衝突をしない限り磁界に対して横方向の散逸はないことになり、ラーマー半径程度で横方向の閉じ込めができることになる。荷電粒子を巨視的にプラズマという見方と考えれば、プラズマには熱運動に起因する圧力があり、磁界の荷電粒子に対する $B^2/2\mu_0$ の圧力と釣り合ってプラズマを閉じ込めることができると考えられる。

磁界に対して軸方向の閉じ込めは、前述したミラー磁界を使用することによって、初速度がミラー閉じ込めに適した大部分の粒子を閉じ込めることができる。

2-3-2. 多価イオンを主としたプラズマの生成

イオンを利用する多くの装置では、イオンのエネルギー範囲をその装置の加速電圧以上に広げたい、すなわち、高い加速エネルギーのイオンを得たい要求がしばしば生じてくる。このようなとき多価イオンを用いれば、同一加速電圧の下では、価数 Z に比例してイオンの加速エネルギーが高くなるから、 Z 倍の加速電圧の性能を持つ装置と同じと見なすことができる。一方では、一般に、イオンの質量数 M が大きくなれば装置の加速部や分析部の設計は難しくなる。電磁石を用いた質量分離器を例にとれば、分離に必要な磁界は $\sqrt{M/Z}$ に比例して大きくなる。従って、 M/Z が小さいほど装置の設計が簡単になり加速や分析がし易くなるという利点があるため、多価イオンが要求される。

イオンの価数は数価（2～6価）であっても、イオン装置に対して著しい改善効果があるため、多価イオンを簡単に作ることができれば極めて魅力がある。もちろん、原子の回りの電子をほとんど総て剥ぎとった原子核だけに近いイオンを作ることも、原子核物理学分野の研究には重要な課題である。

i) 価電状態密度分布

多価イオン源内における価電状態密度分布、すなわち、それぞれの価数のイオンがどのような割合で存在するかを示す値は、イオン源における多価イオンの生成と、その消滅が主にどのような過程によって行われているかによって異なる。放電プラズマ中でイオンが生成されるイオン源について考えれば、多価イ

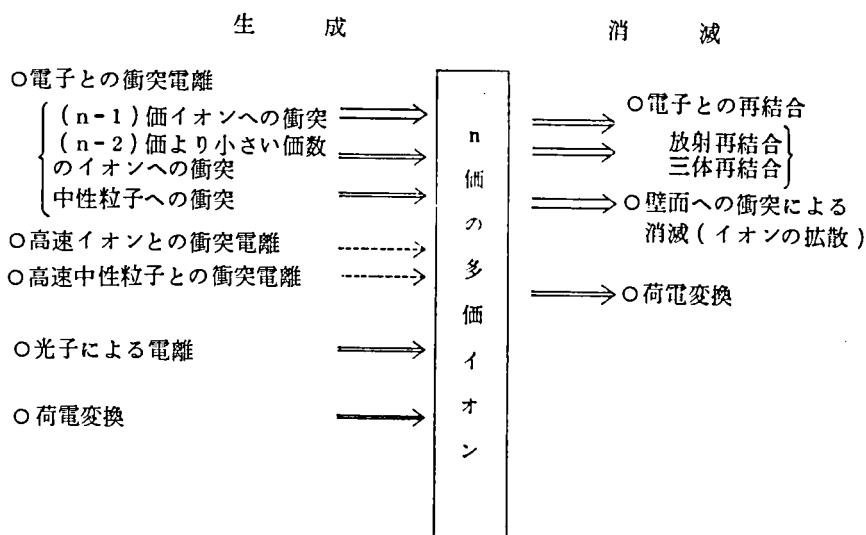


図 2-32. 多価イオン源における多価イオンの生成と消滅。

イオンの生成と消滅の過程を図 2-32 のように分類することができる。どの生成・消滅の過程が主に寄与するかは、生成室の性質、すなわち、プラズマ密度、中性粒子密度、プラズマ生成室の電磁界分布やその寸法などに依存する。

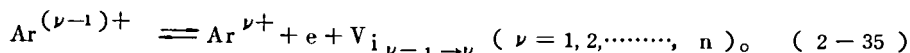
多くの場合、イオン源における多価イオンの生成は、そのほとんどが電子との衝突によるものであると

考えてよい。他のイオンの生成過程、例えば、放射再結合によって放射された光子によって再びイオン源内の中性粒子が電離される確率は、光子の電離の吸収係数がガス圧力 1 Torr としても約 10^{-3} cm^{-1} と小さく、10 m 長のプラズマがあって始めてその光子量が $1/e$ に減少する程度で、通常のイオン源の寸法内では放射再結合によって生じた光子は再び電離に利用されずに壁面に吸収されてしまう。また、荷電変換による多価イオンの生成は、あまり高い価数のイオンを対象にしないようなイオン源では無視できる程度である。⁴⁵⁾ 一方、多価イオンの消滅過程は動作原理の異なるそれぞれのイオン源において違うことが多い。プラズマ生成室のプラズマ密度が比較的低い場合には、多価イオンがプラズマ中の電子との衝突をあまりしないうちに壁面へ衝突してしまうため、壁面における消滅が最も多い。プラズマ密度が十分高いか、電磁界を用いた荷電粒子の閉じ込めが十分であるようなイオン源では、プラズマ中の電子との再結合の機会が多くなる。

プラズマ生成室内の多価イオンの価電状態密度分布を計算しようとする場合、主な生成・消滅を考慮することによって計算のモデルを作ることができる。通常のイオン源では系の状態が熱平衡からずれていることはよく知られていることであるが、1つの理想的なモデルとして、イオン源プラズマが熱平衡に達しているとして総てのイオンの生成過程とその逆過程が平衡に達しているとする熱平衡モデルを考えておくのも、実際のプラズマの価電状態を考える上で参考になる。熱平衡モデルはプラズマ生成室の寸法が極めて大きい、局所的なプラズマ密度が極めて高い極限の定常的な場合に相当すると考えてよい。熱平衡に達するほどではないが、プラズマ密度が高い多価イオン源の場合には、プラズマ中の粒子間の衝突は十分多いため、多価イオンの消滅の過程は電子との再結合によるものが多い。そのような場合には、多価イオンの生成は電子との衝突だけを考慮し、消滅過程としては放射再結合だけを考慮するコロナモデルも有用である。イオンの消滅が主に壁面への衝突によるものであるときのように、イオンの寿命が比較的是っきりしているような場合には、イオンの閉じ込め時間の概念を導入し、また、イオンの生成過程も電子による衝突だけを考えることによりプラズマの価電状態密度分布を計算することができる。この方法を変形すれば、定常的なイオンの生成動作ばかりでなく、パルス動作をするようなイオン源の多価イオン生成の計算にも用いることができる。

ii) 熱平衡モデル

系が完全に熱平衡に達しているとした場合のモデルである。⁴⁶⁾ ここでは単原子状となった物質の荷電状態密度を考えてみる。例えば、アルゴンを例にとれば、 n 価までのアルゴンについて考慮することになると次のような平衡が成立する。



$V_{i \nu-1 \rightarrow \nu}$ は $\nu-1$ 価から ν 価イオンになるための電離電圧で表 2-3 に示した値を持つ。 ν 価イオンの生成には $\nu-2$ 価、 $\nu-3$ 価、……イオンからの電離も考えられるが、それらは電離電圧が大きく次式の平衡定数が小さいため無視することができる。式 2-35 の各平衡式に対して温度 T における平衡定数 K_ν が決まり次式で与えられる。

$$K_\nu = \frac{n^{\nu+} \cdot n_e}{n^{(\nu-1)+}} \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2Q_\nu}{Q_{\nu-1}} \exp \left(-\frac{e V_{i \nu-1 \rightarrow \nu}}{k T} \right). \quad (2-36)$$

ここに、 n_e , $n^{\nu+}$ はそれぞれ電子および ν 価イオンの密度を表わす。 Q_ν は ν 価イオンの内部分配関数で正確には次式のように与えられる。

$$Q_\nu = \sum_{j=0}^i g_{j\nu} \exp\left(-\frac{T_{cj\nu}}{T}\right) \quad (2-37)$$

式 2-37 の統計的重率 $g_{j\nu}$ 、特性温度 $T_{cj\nu}$ は各元素、イオンの価数によって定まっており、アルゴンの場合には表 2-14 に示すような値をとる。⁴⁷⁾ また原子番号 30 までの中性原子に対する統計的重率 および特性温度を表 2-15 に示す。⁴⁷⁾ プラズマが電気的中性を保つことから

$$n_e = \sum_{\nu=1}^n \nu \cdot n^{\nu+}, \quad (2-38)$$

また、系の圧力は

$$p = (n_e + \sum_{\nu=0}^n n^{\nu+}) kT \quad (2-39)$$

の関係を用いて価電状態密度分布を計算することができる。図 2-33 はアルゴンの圧力が 10^{-3} Torr のときの価電状態密度分布の計算値である。熱平衡の場合には、電離電圧に比べて比較的低い温度において高い価数のイオンの生じることが計算される。例えば、12,000 K (約 1 eV) で 1 価イオンが、20,000 K (約 1.8 eV) で 2 価イオンが最大となっている。これは熱平衡にない通常のイオン源プラズマの場合の生成されたイオンは、すぐに壁面で消滅するような消滅過程が多いのに比べて、熱平衡を仮定するプラズマでは、消滅過程は電子とイオンとの出会いによる再結合だけであって極めて少ないことによる。

iii) コロナモデル

イオンの生成は電子との衝突により 1 個ずつの最外殻電子が剥ぎとられてゆく電離過程だけであると、イオンの消滅は放射再結合だけであるとするモデルである。^{21), 48)}

イオン	$G_{0\nu}$	$T_{c0\nu}$	$G_{1\nu}$	$T_{c1\nu}$	$G_{2\nu}$	$T_{c2\nu}$
Ar	1	0				
Ar ¹⁺	4	0	2	2060		
Ar ²⁺	5	0	3	1600	1	2256
Ar ³⁺	4	0				
Ar ⁴⁺	1	0	3	1101	5	2924
Ar ⁵⁺	2	0	4	3290		
Ar ⁶⁺	1	0				
Ar ⁷⁺	2	0				
Ar ⁸⁺	1	0				
Ar ⁹⁺	4	0	2	?		
Ar ¹⁰⁺	5	0	3	?	1	?
Ar ¹¹⁺	4	0				
Ar ¹²⁺	1	0	3	?	5	?
Ar ¹³⁺	2	0	4	?		

表 2-14. アルゴン原子およびイオンの統計的重率 $g_{j\nu}$ と特性温度 $T_{cj\nu}$ 。

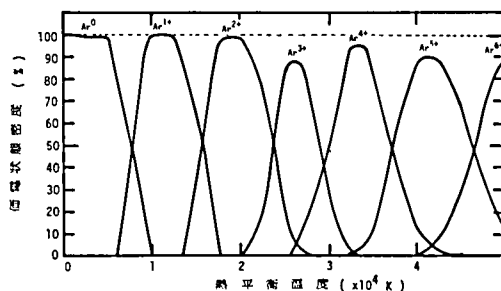
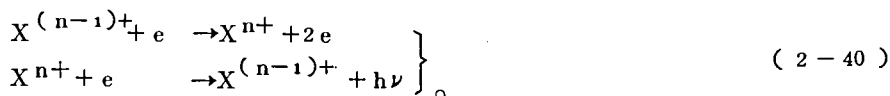


図 2-33. 熱平衡モデルによって計算したアルゴンイオンの荷電状態密度分布。ガス圧力 10^{-3} Torr のとき。

原子 番号	元 素	基 底 状 態	全 軌 道 角 動 量 量 子 数	合 成 ス ピ ン	G ₀	T ₀₀	G ₁	T ₁₁	G ₂	T ₂₂	G ₃	T ₃₃	G ₄	T ₄₄
1	H	¹ S _{1/2}	0	1/2	2	0								
2	He	¹ S ₀	0	0	2	0								
3	Li	² S _{1/2}	0	1/2	2	0								
4	Be	¹ S ₀	0	0	1	0								
5	B	² P _{1/2}	1	1/2	2	0	4	239						
6	C	³ P ₀	1	1	0	0	3	24	5	63				
7	N	³ S _{1/2}	1	1/2	4	0								
8	O	² P ₀	1	1	5	0	3	228	1	326				
9	F	² P _{1/2}	1	1/2	4	0	2	581						
10	Ne	¹ S ₀	0	0	1	0								
11	Na	² S _{1/2}	0	1/2	2	0								
12	Mg	¹ S ₀	0	0	1	0								
13	Al	² P _{1/2}	1	1/2	2	0	4	161						
14	Si	³ P ₀	1	1	0	0	3	111	5	321				
15	P	³ S _{1/2}	1	1/2	4	0								
16	S	³ P ₀	1	1	5	0	3	571	1	825				
17	Cl	³ P _{1/2}	1	1/2	4	0	2	1268						
18	Ar	¹ S ₀	0	0	1	0								
19	K	² S _{1/2}	0	1/2	2	0								
20	Ca	¹ S ₀	0	0	1	0								
21	Sc	² D _{3/2}	2	1/2	4	0	6	242						
22	Ti	³ F ₂	3	1	5	0	7	245	9	557				
23	V	³ F _{3/2}	3	1/2	4	0	6	198	8	465	10	796		
24	Cr	⁵ S ₃	3	3	7	0								
25	Mn	⁵ S ₃	3	3	6	0								
26	Fe	⁴ D ₂	2	2	9	0	7	598	5	1013	3	1278	1	1407
27	Co	⁴ F ₃	3	1	10	0	8	1147	6	2024	4	2604		
28	Ni	³ F ₃	3	1	9	0	7	1917	5	1389				
29	Cu	¹ S _{1/2}	0	1/2	2	0								
30	Zn	¹ S ₀	0	0	1	0								

表 2-15. 各種中性原子の統計的重率 $g_{j\nu}$ および特性温度 $T_{cj\nu}$ 。



このモデルは、イオンの生成、消滅に対する条件から、プラズマの電子密度 $n_e (cm^{-3})$ が次式の範囲にある時適用できる。

$$\frac{1}{\rho\tau_{ci}} < n_e < 3 \times 10^{13} V_{i,n-1 \rightarrow n}^3 T_e^{-\frac{1}{2}} \quad (2-41)$$

ここに、 $\rho (cm^3 \cdot s^{-1})$ は放射再結合係数、 $\tau_{ci} (s)$ はイオン閉じ込め時間、 $V_{i,n-1 \rightarrow n} (eV)$ は X^{n+} を作るための直接電子剝離電離電圧、 $T_e (eV)$ はプラズマの電子温度を表わす。この条件式からわかるように、このモデルは荷電粒子の閉じ込めが十分で、エネルギーの高いプラズマ電子によって電離が行われ、高密度のプラズマができるマイクロ波加熱形イオン源やレーザーイオン源における荷電状態密度分布の計算に利用できる。

定常状態ではイオンの生成と消滅が釣り合っていることから、 ν 価イオンに対して次式が成立する。

$$\begin{aligned} n^{(\nu-1)+} \cdot n_e \cdot \langle \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle \\ = n^{\nu+} \cdot n_e \cdot \langle \rho_{\nu \rightarrow \nu-1} \rangle \quad (2-42) \\ (\nu=1, 2, \dots, n) \end{aligned}$$

ここに $\langle \rangle$ はエネルギー分布をする電子に対して平均操作をとることを表わす。電離電子温度が T_e (eV) のマクスウェル・ボルツマン分布をしているプラズマ電子により行われるとすれば、式 2-42 の左辺および右辺の各項は次式により近似することができる。

$$\left. \begin{aligned} \langle \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle = & \frac{9 \times 10^6 \lambda^{\frac{1}{2}}}{V_{i\nu-1 \rightarrow \nu}^{\frac{3}{2}} (4.88 + \lambda)} \exp\left(-\frac{1}{\lambda}\right) \cdot \\ & \left\{ 0.429 + \frac{1}{2} \log\left(\frac{1}{\lambda}\right) + 0.469 \lambda^{\frac{1}{2}} \right\} \cdot (\nu-1) \cdot \end{aligned} \right\} \quad (2-43)$$

ここに $\lambda = T_e / V_{i\nu-1 \rightarrow \nu}$ である。

このモデルを用いた炭素イオンの価電状態密度分布の計算例を図 2-34 に示す。⁴⁹⁾

iv) イオン閉じ込め時間を導入したモデル

n 価イオンを作るために要する時間を簡単に評価してみる。 $\nu-1$ 価イオンが、密度 n_e 、速度 v_e の電子の流れの中に静止していると仮定する。 $\nu-1$ 価イオンが ν 価イオンになる衝突は図 2-35 に示すように毎秒 $n_e \cdot \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e$ 回生じる頻度であるから、イオンが $\nu-1$ 価から ν 価になる衝突間の時間 $\tau_{\nu-1 \rightarrow \nu}$ は次式で与えられる。^{19) , 21) , 50)}

$$\tau_{\nu-1 \rightarrow \nu} = \frac{1}{n_e \cdot \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e} \quad (2-44)$$

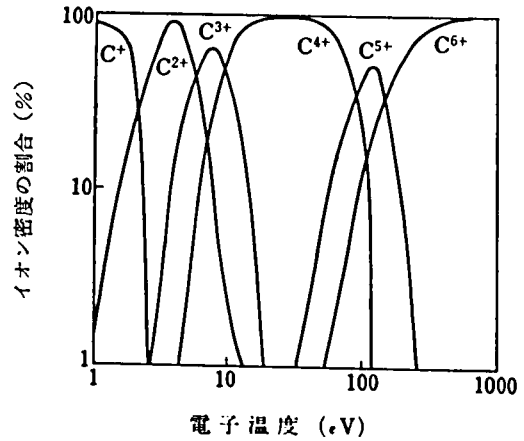


図 2-34. コロナモデルを用いた C^{6+} イオンまでの価電状態密度分布の計算例。

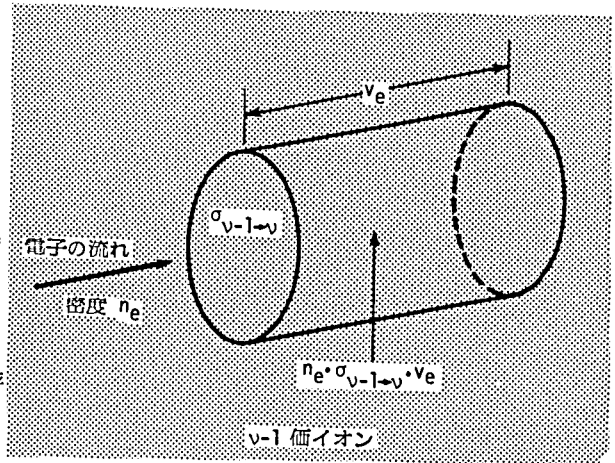


図 2-35. $\nu-1$ 価イオンが ν 価イオンになるために要する時間の説明図。

電子が速度分布を持っていれば、上式において $\sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e$ を速度分布による平均操作 $\langle \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle$ におき換えればよい。
 n 価イオンが生成されるために要する時間 $\tau(n)$ は式 2-44 の各価数のイオンの平均衝突間時間の和と考えることができる。

$$\tau(n) = \frac{1}{n e} \sum_{\nu=1}^n \frac{1}{\langle \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle} \quad (2-45)$$

この値は n 価イオンが生成されるために必要な時間の上限値を与える。なぜなら、上式は中性粒子および各イオンから 1 個ずつの電子だけが剥ぎ取られるとした場合の時間であって、エネルギーの高い電子が数多く存在すれば、1 回の衝突で多くの電子が剥ぎとられる過程が無視できなくなり、上式の値ではイオン生成に必要な時間を過大評価することになるからである。図 2-36 には電離を行う電子として単一のエネルギーを持つ電子ビーム流 ($J_e = e \cdot n_e \cdot v_e$) 1 A cm^{-2} のときのウランウムにおける n 価イオン生成に要する時間の計算例を示す。¹⁹⁾

イオン生成に要する時間とは別に、イオン源においては多価イオンの消滅過程を代表させるものとして、イオンの平均寿命とも言うべきイオン閉じ込め時間と言う概念を導入することができる。^{45), 51)} いま、イオン閉じ込め時間 τ_{ci} と n 価イオン生成に要する時間 $\tau(n)$ との関係として

$$\tau_{ci} \geq \tau(n) \quad (2-46)$$

であれば、 n 価イオンの生成が可能となる。イオン閉じ込め時間の評価として、イオン生成のための放電が極めて短いパルス動作で行われる場合にはそのパルス時間で⁵⁰⁾、放電が比較的長いパルス動作および定常動作の場

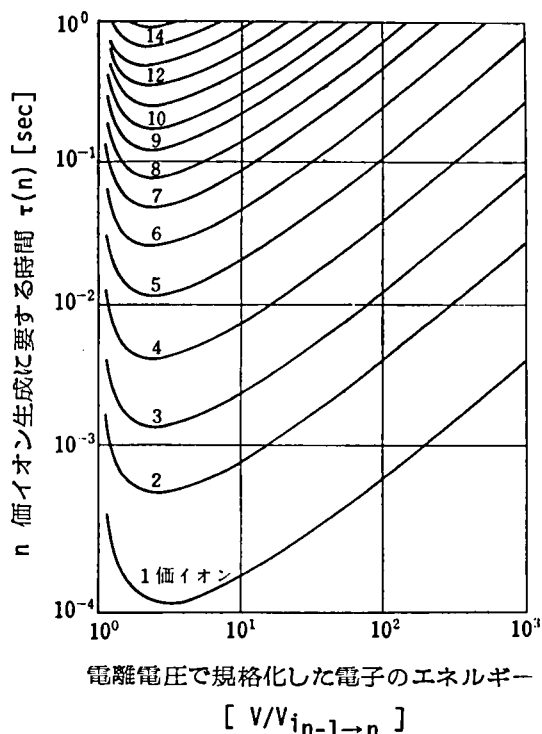


図 2-36. ウランウムの多価イオン生成に要する時間の計算例¹⁹⁾(電子ビーム流 1 A/cm^2 のとき)。

イオン閉じ込め時間 ; $1.338 \mu\text{sec}$
 電子温度 ; 15.85 eV

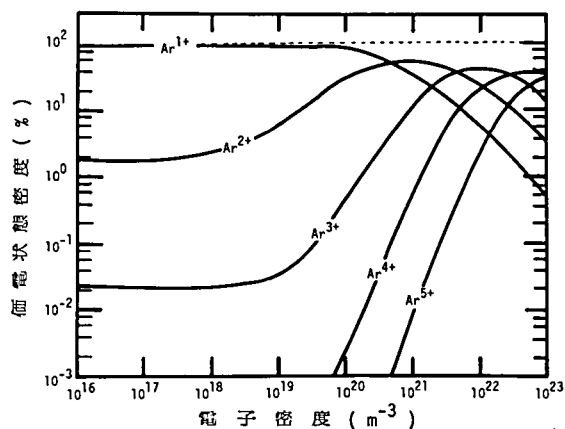


図 2-37. イオン閉じ込め時間を導入したモデルにより計算したアルゴンイオンの電子密度に対する荷電状態密度分布。電子温度 T_e のプラズマ電子により電離される場合。

合にはプラズマ生成室のプラズマ密度や電磁界分布および寸法などによって決まるイオンの平均寿命で、見積ることができる。⁵¹⁾ 特に、プラズマ密度が比較的低く、電磁界による荷電粒子の閉じ込め効果が小さく、イオンの消滅が壁面との衝突が大部分であるような場合には、イオン閉じ込め時間 τ_{ci} をイオンの価数によらず式2-19で評価することができる。

多価イオンの生成に関する上述の簡単な評価を少し詳しくして、価電状態密度分布を求めてみる。イオンの生成は、価数の高いイオンを考慮する場合や中性粒子密度が多く存在する場合には、電子

との1回の衝突で1個ずつの電子が剥ぎとられる電離過程の他に、エネルギーの高い電子が中性粒子と衝突して直接 ν 価イオンを作る確率も無視することができなくなる。イオンの消滅に関して、各価数のイオンに対して同じ値のイオン閉じ込め時間を導入し、また ν 価イオンが $\nu+1$ 価になる過程も ν 価イオンの消滅として考慮することにすれば、イオンの時間的増加の割合として次式を得ることができる。³²⁾

$$\begin{aligned} \frac{dn^{\nu+}}{dt} = & n^0 \cdot n_e \cdot \langle \sigma_{0 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle + n^{(\nu-1)+} \cdot n_e \cdot \langle \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle \\ & - n^{\nu+} \cdot n_e \langle \sigma_{\nu \rightarrow \nu+1} \cdot v_e \rangle - \frac{n^{\nu+}}{\tau_{ci}} \quad (\nu = 1, 2, \dots, n) \quad (2-47) \end{aligned}$$

定常状態では、 $dn^{\nu+}/dt = 0$ として n 連の連立方程式を解くことにより、中性粒子密度に対する各価数のイオン密度の比として価電状態密度分布を求めることができる。上式の $\langle \rangle$ は電離を行う電子のエネルギー分布に対して平均操作を表わし、電離衝突断面積として

$$\sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} = \frac{1.6 \times 10^{-14}}{V_{i \nu-1 \rightarrow \nu} \cdot V} \ell n \frac{V_{i \nu-1 \rightarrow \nu}}{V} \quad (2-48)$$

($\sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} : cm^2$, $V_{i \nu-1 \rightarrow \nu}$ および $V : eV$)

を用いれば電子温度 $T_e (eV)$ のmaksウェル・ボルツマン分布をしたプラズマ電子により電離が行われる場合には、

$$\langle \sigma_{\nu-1 \rightarrow \nu} \cdot v_e \rangle = \frac{1.6 \times 10^{-14}}{V_{i \nu-1 \rightarrow \nu}} \left(\frac{8e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \int_0^{\infty} \frac{V_{i \nu-1 \rightarrow \nu}}{T_e} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (2-49)$$

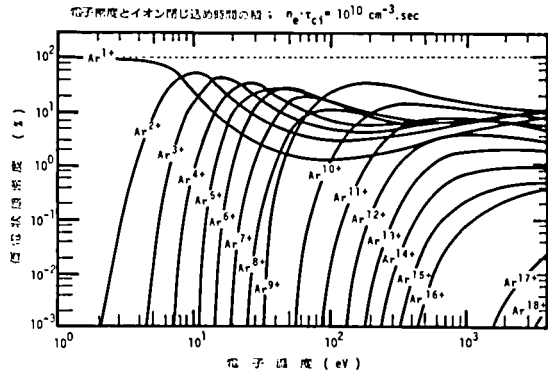


図2-38. イオン閉じ込め時間を導入したモデルにより計算したアルゴンイオンの電子温度に対する荷電状態密度分布。電子温度 T_e のプラズマ電子により電離される場合。

として計算することができる。図 2-37 には電子密度の変化に対して、図 2-38 には電子温度の変化に対してのそれぞれのアルゴンの価電状態密度分布の計算例を示す。⁵¹⁾ 式 2-45, 式 2-47, 図 2-37, 図 2-38 などからわかるように、多価イオンの価電状態密度分布を決める重要なパラメータは、電離にあずかる電子のエネルギーと、その電子密度とイオンの閉じ込め時間の積であることがわかる。高い価数のイオンを得るためには、それらのいずれもが大きな値であることが必要である。

2-4. イオンビームの形成

2-4-1. プラズマからのイオンビームの引き出しと形成

ここでは、プラズマからのイオンの引き出しに関して、イオン引き出し系における電子によるイオンの空間電荷中和のない場合の一般論について述べる。

i) イオン放出面の形状

イオン源の多くがプラズマ生成室において作られた高密度放電プラズマからイオンを引き出す方式を採用している。この場合のイオン放出面とは無電界中のプラズマから電界によってイオンが引き出され始める面と言うことができる。イオンが引き出し領域中で中性粒子との衝突をあまり起こさなければ、プラズマ中には図 2-39 に示すようにデバイ長 λ_D 程度の電界の浸透した遷移領域（この領域の電位差は電子温度を T_e とすれば $kT_e/2e$ 程度）ができる。この遷移領域ができるのは、プラズマから放出されるイオンの初速が、この領域を通過することにより、 $kT_e/2$ 程度のエネ

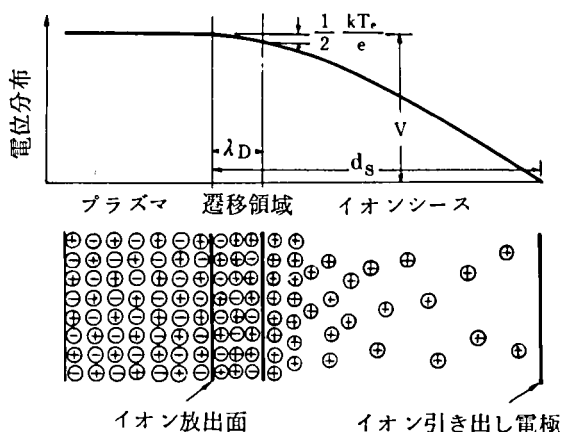


図 2-39. 1次元モデルによるイオン引き出し系。

ルギーを持たなければ安定なイオンシースが形成されないことによる。従って、遷移領域を通過したイオンは、速度 $(kT_e/m_i)^{1/2}$ を持つ。また、遷移領域における電位差により、遷移領域とイオンシースの境界におけるプラズマ電子密度（プラズマの中性条件により、これはプラズマイオン密度でもある）は、プラズマの中心におけるプラズマ電子密度に比べて、マクスウェル・ボルツマン分布則より $\exp(-\frac{1}{2})$ 倍だけ少ない値である。イオンはこの遷移領域を通過した後イオンの空間電荷だけが存在するイオンシースにおいて加速される。イオン放出面はプラズマと遷移領域の間の面と見ることができるが、通常のイオン源におけるイオン引き出し系においてはイオンシース距離に比べて遷移領域の幅は極めて狭いので無視することができる。⁵²⁾

一方、イオンシース距離 d_s は、イオン放出面において放出されるプラズマ密度制限イオン電流密度、すなわち、イオン飽和電流密度^{34), 53)}

$$J_{pi} = n_i \cdot Z \cdot e \cdot \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left(- \frac{1}{2} \right) \quad (2-50)^*$$

と、イオンシース領域における空間電荷制限電流密度

$$J_{si} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2Ze}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d_s^{\frac{2}{3}}} \quad (2-51)$$

を等しいとおくことによって得られる。

$$d_s = \frac{2}{3} \exp \left(\frac{1}{4} \right) \cdot \left(\frac{\sqrt{2} \epsilon_0}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{4}}}{n_i^{\frac{1}{4}} (ZT_e)^{\frac{1}{4}}} \\ = 7.6 \times 10^2 \frac{V^{\frac{3}{4}}}{n_i^{\frac{1}{4}} (ZT_e)^{\frac{1}{4}}} \quad (\text{cm}) \quad (2-52)$$

ここで、最後の数値式の場合には、引き出し電圧 V は V 、プラズマ密度 n_i は cm^{-3} 、 Z はイオンの価数、電子温度 T_e は eV の各単位で表わしたものである。例えば、 $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、 $Z = 1$ 、 $T_e = 10 \text{ eV}$ 、 $V = 10 \text{ kV}$ のとき $d_s = 4.3 \text{ cm}$ となる。

ところが、実際のイオン引き出し系においては、円形の孔、あるいはスリット状の口からイオンを引き出すために、イオンシース距離はそれぞれ 3 次元および 2 次元的な問題となり、プラズマ容器壁の端効果によって、イオン放出面は定性的に図 2-40 に示すように変化する。イオン放出面の形状は、平面またはゆるやかな凹状から大きくずれることはイオン光学上好ましくないため、電極間距離 d に対し $d_s \cong d$ を満足する必要がある。一方、後述する種々の制約から電極間距離は数 mm から数 cm の間であるからこの条件を必ずしも満足させることはできない。 $d_s \gg d$ の場合には図 2-40(a)、(d) に示したように、プラズマからのイオンはラプラス電界によって決まる光学系にほぼ従って引き出される。この光学系では引き出し孔付近の電界が集束レンズ効果を持つため、イオン引き出し電極における発散レンズ効果とによって、プラズマ密度によらず比較的発散角の小さいイオンビームが引き出されることが期待される。このとき得られる電流は式 2-50 にイオン放出面積を掛けたものとして与えられる。一方、プラズマ生成室中に高密度プラズマを得たときには $d_s \ll d$ になることが多いが、この場合には式 2-52 からわかるように、プラズマ密度、電子温度あるいは引き出し電圧を変化させることにより d_s を大きくしなければならない。しかし、電子温度は一般的にあまり変化させることはできず、また引き出し電圧を電極間の絶縁破壊電圧以上に印加することができない。従って、よく用いられる方法としては、図 2-41 に示すようにプラズ

* イオン飽和電流密度のイオンの価数依存性として、 $\frac{1}{2} \cdot k T_e$ 程度の遷移領域のエネルギー差の部分で、 Z 価のイオンがその価数倍のエネルギーで加速され、イオン引き出し系にその初速が $(Z k T_e / m_i)^{\frac{1}{2}}$ となって放出されると考えることにより、式 2-50 に $Z^{\frac{1}{2}}$ 倍することもある。⁵⁴⁾

マの拡散断面積を故意に広くすることによってプラズマ密度を下げ、 $d_s \cong d$ の条件を満たすようにする。このような方法を行う部分をプラズマ拡張室と呼んでいる。

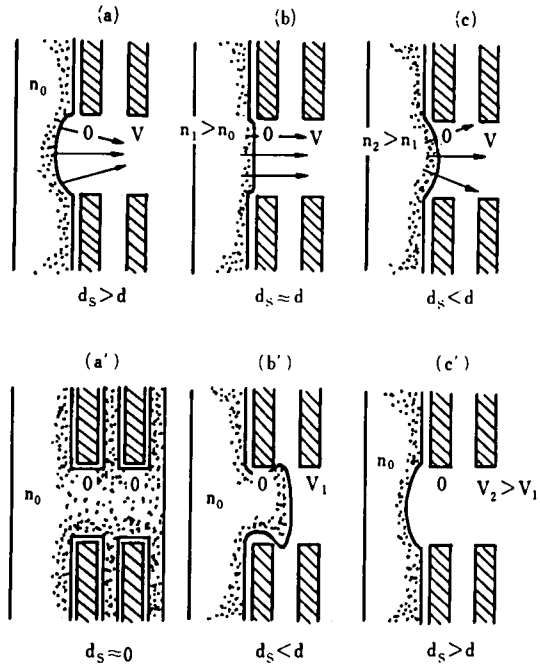
ii) スケーリング側*

単孔から引き出し得る電流 I_i は、イオンシース距離 d_s と電極間距離 d がほぼ等しいとすれば、式 2-50 または式 2-51 に孔の面積 πa^2 を掛けることにより得ることができる。いま、式 2-51 を用いることにすれば次式のようになる。

$$P \equiv \frac{I_i}{V^{\frac{3}{2}}} = \left(\frac{d}{d_s} \right)^2 \cdot \left(\frac{2a}{d} \right)^2 \frac{\pi \epsilon_0}{9} \cdot \left(\frac{2Ze}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \cong \left(\frac{2a}{d} \right)^2 \cdot 4.3 \times 10^{-8} \cdot \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} (A \cdot V^{-\frac{3}{2}}). \quad (2-53)$$

ここに、 P は引き出し系のパービانس、 $2a/d$ はアスペクト比であり、 M はイオンの質量数を表わす。上式からわかるように、アスペクト比が増加するとパービانس (= イオン電流) はその 2 乗に比例して増加するため、良好なイオン光学系を保ちつゝできるだけアスペクト比の大きなイオン引き出し系を設計することが望ましい。しかし、あまりアスペクト比を大きくとり過ぎると、電極電位とその孔の中心との間にあまりにも電位差が生じ過ぎ良好なイオン引き出しに必要な光学系を保つことができなくなる。従って、この上限値を 1 程度とすれば、パービانسの最大値は、引き出すイオンの種類が決まれば、引き出し系の寸法に依存せず一定値 $4.3 \times 10^{-8} (Z/M)^{\frac{1}{2}} (A \cdot V^{-\frac{3}{2}})$ になる。言い換えれば、引き出し得る最大イオン電流は系の大小によらず、その電極間の破壊電圧以内では、引き出し電圧の $V^{\frac{3}{2}}$ だけに依存する。図 2-42 に引き出し電圧と最大イオン電流の関係を示す。

次に、引き出し系の光学的条件を良好に保ちつゝ、その寸法を変化させる場合を考える。このとき最大



d : 引き出し電極間距離

d_s : 1次元モデルを採用したときのイオンシースまでの距離

(a)(b)(c) 引き出し電圧は一定でプラズマ密度が変化する場合 $n_0 < n_1 < n_2$

(a')(b')(c') プラズマ密度は一定で引き出し電圧が変化する場合 $0 < V_1 < V_2$

図 2-40. イオン放出面の変化。

* 比例則とも言う。

イオン電流を得るための条件 $d \cong 2a$ ，および本来設計されていた光学系がプラズマにより乱されないための条件 $d_s \cong d$ が常に満たされていなければならないから，電極系の寸法の変化（ a および d の変化）は，式 2-50 および式 2-51 から導かれる d_s の変化を伴うことになる。イオン放出面の半径 a を L 倍したときに d_s もまた L 倍する必要があるから，式 2-52 から次式で示されるスケーリング係数間の関係が満足されていなければならない。

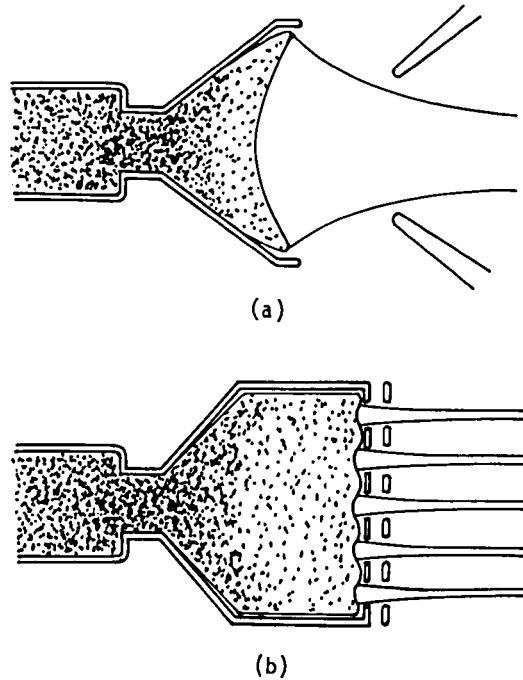
$$\frac{V^3}{n_i^2 Z T_e} = L^4. \quad (2-54)$$

ただし，ここで n_i ， Z ， T_e および V は，それぞれ，プラズマ密度，イオンの価数，電子温度および引き出し電圧のスケーリング係数を表わす。また磁界が存在する場合には，詳細なスケーリング則の解析により，式 2-54 とは独立に次式で示される関係が満足されなければならない。^{5,5)}

$$\frac{MV}{ZB^2} = L^2. \quad (2-55)$$

ただし， M ， B は，それぞれ，質量数および磁束密度のスケーリング係数を表わす。

引き出すイオンの種類が定まった場合（ M および Z が決まる），引き出し電圧は通常使用条件により決まるので，単孔電極により引き出し得る最大イオン電流は式 2-53 によって自動的に決まる。例えば， H^+ イオンを 10 kV で引き出す場合には最大イオン電流は 43 mA と計算される。後述するように，イオンビームの発散角を最小にする条件を考え合わせると，パービアンスは 0.6 倍となるので，この場合に引き出される最大イオン電流は 25 mA 程度となる。一方，高い電圧でイオンビームを引き出し，適当な光学系を用いることにより使用目的まで減速し，等価的



(a) 単孔引き出しの場合
(b) 多孔引き出しの場合

図 2-41. プラズマ拡張室の例。

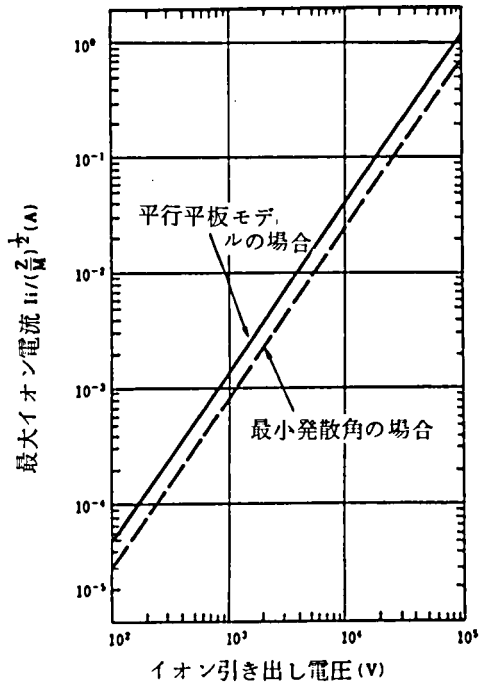


図 2-42. 単孔から引き出し得る最大イオン電流。

に低い電圧で大電流イオンビームを得ることもできる。また、第3章で述べるようにイオン引き出し系においてイオンの空間電荷を強制中和する方式を採用すれば、上記の最大値をさらに増加することができる。^{5,6)}

大電流イオンビーム引き出しを目的とする場合には、前述したように単孔から引き出し得る電流には低い最大値があるので、比較的低い電圧（10～30kV）での多孔電極引き出し系を用いる必要がある。その方法としては、引き出し電極の孔の数を多数個設ける方法と、スリット状の引き出し電極にする方法とがある。図2-43に引き出し電極を多孔として等価的にパービアンスを増すための種々の方法を示した。高密度のイオンを得るために、多孔電極を設ける場合、各引き出し電極孔の寸法を小さくしてもとの引き出し孔の範囲程度におさめる方法が採用される。第1章でも示したように、例えば、寸法のスケーリング係数 L を $1/10$ にとると、電子温度は一般にイオンの引き出し系のスケーリングによってあまり変化しないので、プラズマ密度は式2-54により $n_i \propto 1/L^2$ の関係によって 10^2 倍にする必要がある。また、引き出し系において磁界が存在する場合

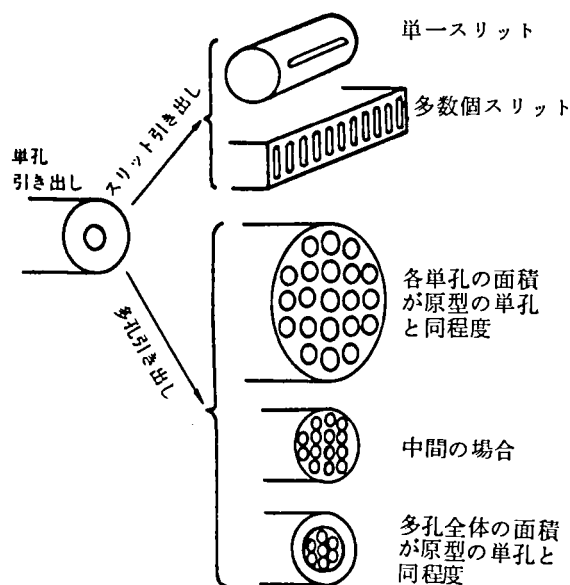


図2-43. 多孔による等価的パービアンスを増すための種々の方法。

合には、式2-55により $B \propto 1/L$ の関係に従い、磁束密度は10倍にする必要がある。この場合に得られるイオン電流は、孔の個数が $1/L^2$ 倍になると仮定すると、孔の個数に比例して同様に 10^2 倍となる。この場合は引き出し距離が L 倍（ $1/10$ 倍）になり、等価的な電極孔の直径は変わらないため、等価的なアスペクト比が $1/L$ 倍（10倍）となった引き出し電極系を構成したと考えることもできる。

これまでの議論は実際のアスペクト比の上限を1としてきた。アスペクト比が大きくても理論値に近い引き出しイオン電流を得るための1つの方法として、1-1-4項において示したように、位相を揃えたメッシュ電極対を用いることもできる。

iii) 引き出されるイオン電流の上限値

単孔から引き出し得る最大イオン電流は、理想的には式2-53に示したように引き出し電圧の $3/2$ 乗に比例して増加するが、実際のイオン源の動作を制約する以下の条件があるため、その上限値が存在する。

- (1) 与えられた電極間距離に対して絶縁破壊電圧が存在すること。
- (2) 電極の熱負荷に上限が存在すること。（電極を強制冷却する必要が生じる場合が多い）
- (3) 引き出し電極等のイオン引き出し系の構成部分の機械的強度が有限であること。

(1)の制約は 10^{-4} Torr以下の真空中では電極間距離 d_g (cm)に対して絶縁破壊電圧 V_b を次式のように

表わすことができる。⁵⁷⁾

$$V_b = 6 \times 10^4 \cdot d_g \frac{1}{2} \quad (\text{V})。 \quad (2-56)$$

また, (2), (3)の制約により電極に有限の厚み d_0 が存在し, 式 2-53 における d は $d_0 + d_g$ とおき換える必要がある。図 2-44 に示すように, d_0 の電極の厚みがあるときは, 引き出し孔の光学的条件を考慮すれば, 孔の直径 $2a$ は d_0 の 3 倍以上の値である必要があるから, $d_0 + d_g$ の下限は $4d_0$ 程度と考えられる。式 2-53 で与えられる最大イオン電流に式 2-56 で制約される最大の印加電圧 (絶縁破壊電圧) を与えたときに, ある引き出し系の寸法における引き出されるイオン電流の上限が計算される。

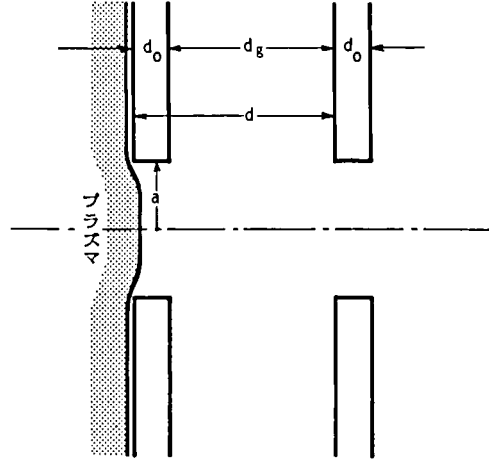


図 2-44. 電極の厚みを考慮したときのイオン引き出し系の寸法。

$$\begin{aligned} I_i &\cong 6.3 \times 10^{-1} \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot d_g^{\frac{3}{4}} (\text{A}) \\ &\quad (\text{但し } d_g \geq 0.3 \text{ cm}) \\ &= 4.3 \times 10^{-8} \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} V_b^{\frac{3}{2}} (\text{A}) \\ &\quad (\text{但し } V_b \geq 3 \times 10^4 \text{ V})。 (2-57) \end{aligned}$$

ここに, $d_0 + d_g \cong d_s \cong 2a$ の条件を用いており, d_0 の下限を 0.1 cm とした。また, 電流密度も同様にそれぞれの距離および電圧以上で次式のようになる。

$$\begin{aligned} J_i &\cong 8.0 \times 10^{-1} \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} d_g^{-\frac{5}{4}} (\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}) \\ &= 7.1 \times 10^{11} \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} V_b^{-\frac{5}{2}} (\text{A} \cdot \text{cm}^{-2})。 \quad (2-58) \end{aligned}$$

また, d_g が 0.3 cm に対してその破壊電圧 ($\sim 30 \text{ kV}$) 以下の電圧を印加したとき得られる電流は式 2-53 で与えられ, 電流密度は同式を用いて次式が得られる。

$$J_i \cong 3.4 \times 10^{-7} \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}} (\text{A} \cdot \text{cm}^{-2})。 \quad (2-59)$$

これらの関係を図 2-45 に示す。図には発散角が最小になるための条件を付加したときの電流および電流密度の上限値も示した。

Ⅳ) 最適イオンビームの形成

単孔からイオンビームを引き出す場合、発散が最も少なく、また軸からの偏向がないことが望ましい。初めに発散角を最小にするための条件について考えてみる。

平行平板2電極イオン引き出し系において、プラズマから引き出されるイオンビームは図2-46に示すように同心球面間のイオンの空間電荷の流れ（外側の球面がイオン放出面とする）を円錐状に切り取ったものにより与えられるとする。このような場合の空間電荷制限イオン電流は次式で与えられる。⁵⁸⁾

$$I_i = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \left(\frac{2Ze}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{(-\alpha)^2 (1 - \cos \theta)}$$

$$= 6.84 \times 10^{-7} \left(\frac{Z}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{(-\alpha)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

(A)。 (2-60)

ここで、 θ はイオンの流れを切り取る円錐の半角であり、また外側の球面の半径を R 、電極間距離を d とすると、 α は次式で与えられる。

$$\alpha = \ell n \left(1 - \frac{d}{R} \right) - 0.3 \left\{ \ell n \left(1 - \frac{d}{R} \right) \right\}^2 + 0.075 \left\{ \ell n \left(1 - \frac{d}{R} \right) \right\}^3 \dots$$

(2-61)

また、高電界のイオン引き出し領域から無電界領域に変化する場合の単孔レンズ効果は、焦点が $3d$ の発散レンズと考えることができるから、イオン引き出し電極により引き出された後のビームの発散角 ω は、第1次近似では次式により与えられる。⁵⁹⁾

$$\omega = \frac{1}{4} \cdot \frac{2a}{d} \left(1 - \frac{5}{3} \frac{P}{P_c} \right) \text{ (rad)}.$$

(2-62)

ここで、 P はこの系におけるパービア

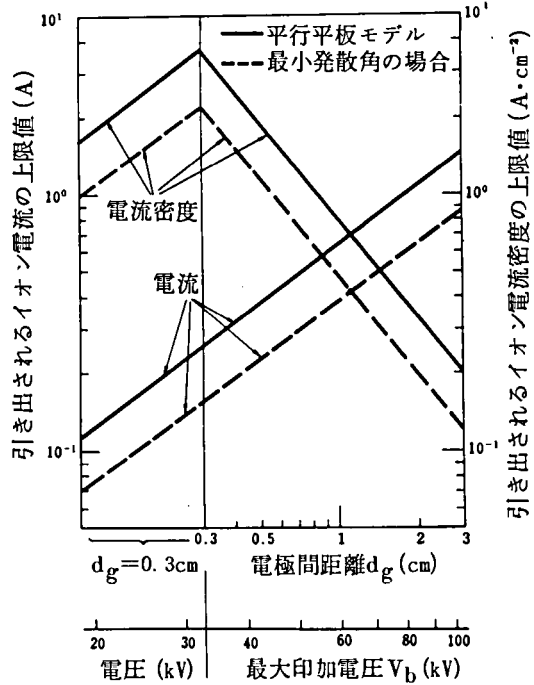


図2-45. 引き出されるイオン電流および電流密度の上限値。

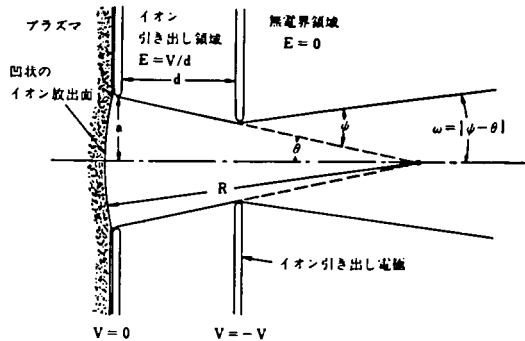


図2-46. 電極によるイオン引き出しのイオン光学系説明図。

ンスであり、 P_c は平行平板電極引き出し系を仮定した場合のパービアンスである。式2-62より最小発散角を与えるパービアンスは $P = 0.6 P_c$ で与えられるが、この結果が定性的に実験結果とよく一致することが報告されている。式2-62ではイオンビームの径方向の熱運動を無視したため、理論的な最小発散角は零となるが、実際のイオンビームに対してはイオンビームが径方向の熱運動を持ちエミッタンスが有限であるため、最小発散角は零とはならない。このことは計算機シミュレーションにより、熱運動を考慮に入れてパービアンスとイオンビームの発散角との関係を調べることによって明らかとなっている。この発散効果をできるだけ抑えるために、多電極あるいは多段レンズ系を用いる研究もなされている。⁶⁰⁾

一方、電極群に構造的な軸の不整合がある場合には、引き出し電極の発散レンズ効果により、ビームが静電的に偏向される。引き出し電極は焦点3dを持つ発散レンズと見なせるから、図2-47における不整合 Δ による静電レンズ的な偏向角 θ は次式で近似できる。

$$\theta \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{2a}{d} \cdot \frac{\Delta}{2a} \quad (\text{rad}). \quad (2-63)$$

ここに $2a/d$ はアスペクト比、 $\Delta/2a$ は孔の直径に対する軸の不整合の割合を表わす。例えば、アスペクト比が1、不整合の割合が10%のときは、ビームの偏向角は2度程度となり、イオン引き出し系として使用に耐えなくなる。従って、

イオン引き出し系における電極群の構造的な軸の整合は、極めて重要な課題である。しかし、電極群の構造的な不整合によるイオンビームの静電的偏向作用を利用して、多孔電極イオン引き出し系より引き出される多流イオンビームを有効に集束する方法もあり、このことに関する研究も積極的に進められている。⁶¹⁾

2-4-2. エミッタンス

イオン源から引き出されたイオンビームの質の良否を判定する量としてエミッタンスや輝度が用いられるが、これらの値は適当な規格化を行えばビームの行路中一定値である場合が多く、ビームに備わった不変量として重要である。また、種々のイオン源のイオンビームの質の比較値として用いることができ有用である。装置のアクセプタンスがわかれば、エミッタンスによってビームの通過量の見当をつけることができる便利さもある。ところが、エミッタンスには種々の表現方法があり、その表現値も異なることがあるから、各種イオン源の比較を正確に行うためには定義を統一する必要があると思われる。ここでは、種々のエミッタンスの定義とそれらの基礎的概念について述べる。

i) エミッタンスの不変性

エミッタンスは一般的には不変量として扱われているが、不変量である由来をここに述べておく。いま運動している N 個の粒子系を考える。粒子系の運動は $6N$ 次元の位相空間におけるある確率密度を与える微

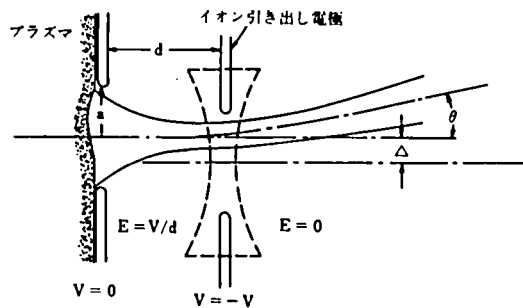


図2-47. 電極対の軸の不整合によるビームの偏向。

小体積 $d\Omega$ の位置変化により記述できる。いま、運動する粒子系のそれぞれの位置と運動量が正準共役な関係にあれば、体積 $d\Omega$ は時間に対して不変量である。これをリュビルの定理と言う。^{42), 62)} 正準共役な関係にあるとは、例えば、粒子系への外力が保存場であるとか静磁場の存在する場合などが含まれる。しかし外力が時間を陽に含んだり、また考えている粒子以外の粒子との衝突があるような場合は $d\Omega$ は不変量とはならない。

粒子系の運動を 6 次元に書き直した場合、考えている粒子間同士の衝突がなければ、ある存在確率を与える位相空間体積（全粒子中の何%かを含む位相空間体積ということもできる）は不変量となる。イオンビームのように荷電粒子系の場合においては、クーロン力による粒子間相互作用が働らくが、これを統計的な処理をして簡単な仮定を用い空間電荷力を一種の外力と見なすことにすれば、粒子間の衝突がないことと同値になる。図 2-48 は位相空間体積の不変性を表わしたものであるが、 $t = t_1$ のときに $a\%$ の粒子群のつくる位相空間体積は、 $t = t_2$ においても同じでかつ同じ粒子群から成り、それぞれの軌道は交わらない。ただし、これは衝突がないと仮定した場合のことである。

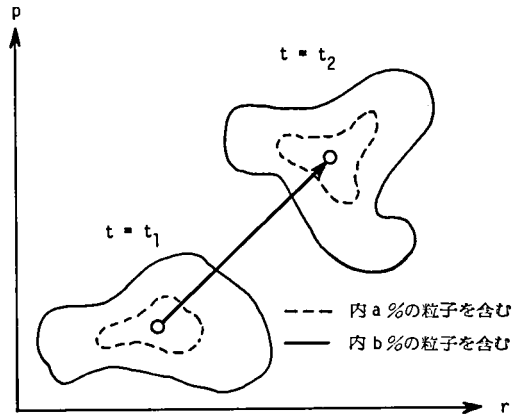


図 2-48. 位相空間体積の不変性を説明する図。

これまでの話は集団運動をするひと塊の粒子系についてであったが、イオンビームのように常に一方向（ z 軸）に粒子が流れている場合には、 z 軸方向の位相空間を考えること

が難しいので、これを省いて、ビーム断面に相当する x, y 軸より成る 4 次元位相空間で考えた方が理解が容易となる。ビームの運動が軸方向と径方向について独立であれば 4 次元の位相空間体積すなわち 4 次元規格化エミッタンスは不変量であっても、通常用いられるエミッタンスの定義が、後に示す式 2-64 のように位相空間体積を z 軸の運動量で割った形をしているために、これを不変量として扱うには、 z 方向の運動量またはエネルギーの $1/2$ 乗を掛けて規格化する必要がある。このようにすれば、外力による加速、減速、集束等の如何にかかわらず規格化エミッタンスは不変量となる。同様に、不変量である電流を用いて不変量である輝度も定義できる。 z 軸方向の位置を明確に決められないため、 z 軸の運動量空間だけの分布を扱ったのがエネルギー幅と考えることができる。しかし、ビームの径方向に磁場があるとか、 z 軸方向に磁界の傾きがあるとか、集束系に収差があるような場合には、ビームの運動が軸方向と径方向について独立でなくなるためエミッタンスの不変性は破れる。

さらに、ビームの運動が径方向 x, y 軸について独立であれば、2 次元規格化エミッタンスが不変量となる。軸対称ビームであれば、4 次元位相空間の形状を回転楕円体と仮定すると 4 次元エミッタンスは 2 次元エミッタンスの 2 乗の半分の値となる。これらの関係を図 2-49 に示す。

j) エミッタンスと輝度の定義

エミッタンス ε_2 とは、ビーム径方向距離 x を横軸に、位置 x におけるビーム拡がり角 $\alpha(x)$ を縦軸に描いた位相図の面積を π で割ったものを言う。⁶³⁾

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\pi} \int \alpha(x) dx. \quad (2-64)$$

π で割るのは、歴史的にイオンビーム断面の位相空間の形状が楕円である場合が最もよく取り扱われたものと思われる。⁶⁴⁾

場合によっては、 π で割らないこともあるので注意する必要がある。

またリュビルの定理にたちかえて、理論的には2次元規格化エミッタンスの最も一般的な定義としては、「イオンビーム断面の位置および運動量より成る2次元位相空間体積を定数 $m_{i0}c\pi$ で割った値」が用いられる。^{63), 65)} ただし、 m_{i0} はイオン粒子の静止質量、 c は光速を表わす。従って、規格化エミッタンスは距離の次元を持つ。

$$\varepsilon_{2n} = \frac{1}{m_{i0}c} \frac{1}{\pi} \iint dp_x dx. \quad (2-65)$$

ただし、 p_x はビーム断面の x 方向の運動量を示す。2次元エミッタンスの定義式2-65は、そのまゝではエミッタンスの測定をする場合不便であるので、次の変形により測定に便利な形に書き直す。

$$\varepsilon_{2n} = \frac{1}{\pi} \int \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{p_x}{p} dx \quad ; \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (2-66)$$

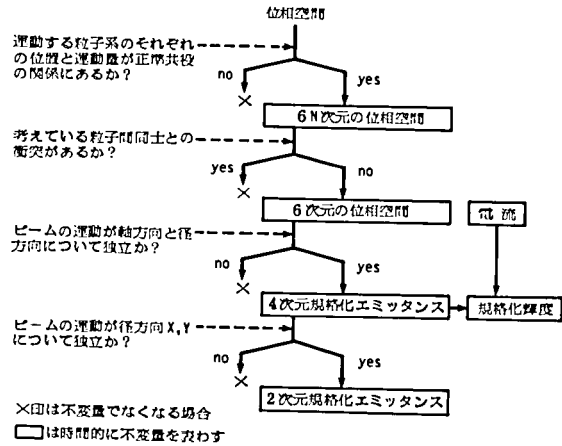


図2-49. エミッタンスの不変性について説明する図。

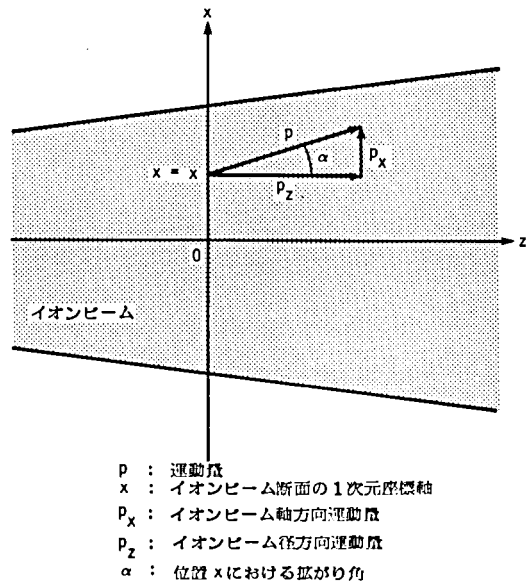


図2-50. エミッタンスの説明図。

$\beta = v/c \doteq v_z/c$ の近似を用いれば、 $\beta / \sqrt{1 - \beta^2}$ は積分の外に出せる。また $p_x/p \doteq \alpha(x)$ の近似を用いれば結局 2 次元規格化エミッタンスは次の形に書き直すことができる。(図 2-50 参照)

$$\begin{aligned}\epsilon_{2n} &= \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \int \alpha(x) dx \\ &= \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \epsilon_2 \quad (\text{m} \cdot \text{rad})。 \quad (2-67)\end{aligned}$$

イオンビームの軸方向の運動と径方向の運動が互いに独立であれば、リュビルの定理によりイオンビームの断面の位相空間の体積は不変であるので、定義式 2-65 および式 2-67 で与えられる規格化エミッタンスは一種の不変量である。

同様な方法で 4 次元規格化エミッタンスとして次式を定義することができる。

$$\epsilon_{4n} = \frac{1}{(m_{io}c)^2} \cdot \frac{1}{\pi^2} \iiint dp_x dp_y dx dy。 \quad (2-68)$$

一方、規格化に速度を用いず、エネルギーを用いて $\epsilon_{2n} = \sqrt{eV} \cdot 1/\pi \cdot \int \alpha(x) dx$ とする場合がある。単位としては $(\text{cm} \cdot \text{rad} \cdot \sqrt{eV})$ や $(\text{mm} \cdot \text{mrad} \cdot \sqrt{\text{MeV}})$ などが用いられ、加速器の分野ではよく使用されている。

次に、ビームの特性に関する物理的解釈の容易な輝度 (brightness) とエミッタンスの関係について述べる。

規格化輝度の最も一般的な定義としては「イオンビーム断面の 4 次元位相空間体積を定数 $(m_{io}c)^2$ で割って規格化した値で全イオン電流を割った値」が用いられる。^{63), 65)}

$$\begin{aligned}B_n &= \frac{I}{\frac{1}{(m_{io}c)^2} \iiint dp_x dp_y dx dy} \\ &= \frac{I}{\pi^2 \epsilon_{4n}} \quad (\text{A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{rad}^{-2})。 \quad (2-69)\end{aligned}$$

イオンビームの軸方向の運動と径方向の運動とが互いに独立であれば、リュビルの定理によりイオンビーム断面の 4 次元位相空間の体積は不変であるので、全イオン電流が一定であれば、定義式 2-69 で与えられる規格化輝度は一種の不変量である。考えている 4 次元位相空間の形状が回転楕円体であると仮定すると (式 2-82 参照)、次式が成立する。

$$\iiint dp_x dp_y dx dy = \frac{1}{2} \left(\iint dp_x dx \right)^2. \quad (2-70)$$

式 2-65, 式 2-68 および 式 2-70 から輝度と 2 次元規格化エミッタンスの関係式を得る。

$$B_n = \frac{2I}{\pi^2 \varepsilon^2 n} \quad (2-71)$$

上式は輝度とエミッタンスを結びつける有用な式である。

式 2-69 において $dp_x dp_y / p_z^2 \cong d\Omega$, $dx dy = dS$ と考えることにより, 規格化輝度を次式のように変形することができる。

$$B_n = \frac{I}{(\beta r)^2 \iint d\Omega dS} \quad (2-72)$$

ただし, Ω は立体角, S はビーム断面の面積, $r = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ を表わす (図 2-51 参照)。ここで, $I / \iint d\Omega dS$ は照明工学における輝度 (luminance) としてよく知られている。式 2-72 から, 輝度を単位面積あたり毎秒単位立体角に入る荷電粒子束とすることができる。⁶⁶⁾

iii) 2 乗平均エミッタンス⁶⁵⁾, ^{67) ~ 70)}

イオンビーム断面の 2 次元位相空間の形状が楕円である場合, その理論的な取り扱いが最も容易となる。この理由は, イオンビーム断面の粒子の位置分布をガウス分布, 速度分布をマクスウェル・ボルツマン分布と仮定した 2 次元正規分布を 2 次元位相空間分布のモデルとして採用できるためである。

いま, イオンビーム断面の 2 次元位相空間の粒子の分布の等高線 (等確率面線) が楕円であると仮定する。

$$Q(x, p_x) = ax^2 + 2h \cdot xp_x + bp_x^2 \quad (2-73)$$

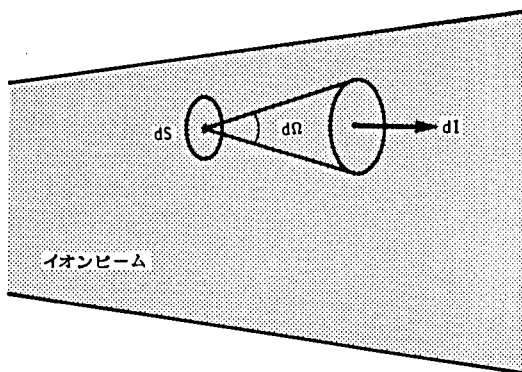
ただし, $a > 0$, $b > 0$, $ab - h^2 > 0$

粒子の分布の等高線が $Q(x, p_x) = k^2$ (定数) で表現できる分布関数は次式で与えられる。

$$f(x, p_x) = C \exp \left\{ -\frac{1}{2} Q(x, p_x) \right\} \quad (2-74)$$

C は規格化定数で $\iint f(x, p_x) dx dp_x = 1$ を満足するように選ぶ。簡単な計算の後, 式 2-73 および 式 2-74 は次のように変形できる。

$$f(x, p_x) = \frac{1}{2\pi \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle xp_x \rangle^2}} \cdot e^{-\frac{1}{2} Q(x, p_x)} \quad (2-75)$$



dI : イオンビームの微小電流
 dS : イオンビーム断面の微小面積
 $d\Omega$: イオンビーム断面 dS における立体角

図 2-51. 輝度の説明図。

ただし,

$$Q(x, p_x) = \frac{1}{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2} \cdot (\langle p_x^2 \rangle x^2 - 2 \langle x p_x \rangle x p_x + \langle x^2 \rangle p_x^2). \quad (2-76)$$

ここで, $\langle A \rangle$ は A を分布関数 $f(x, p_x)$ で平均することである。また, $\langle x \rangle = 0$, $\langle p_x \rangle = 0$ を仮定する。

粒子の分布距離空間でガウス分布, 速度空間でマクスウェル・ボルツマン分布をしているような場合, 全イオン電流に対応するエミッタンス値は無限大になってしまう。図 2-52 に, 全イオン電流に対する割合とそれに対応するエミッタンスの値の変化を示す。エミッタンスを極めて大きくし, 実際には利用できなくなる粒子は切り捨てることにする。理論的には, 距離空間, 速度空間それぞれの分布に対して平均値から標準偏差の 2 倍を越えた位置に分布する粒子を切り捨てることにする。粒子分布の等高線は楕円であるから, 求めるべきエミッタンス値は図 2-53 に示される楕円に対してであることがわかる。

容易にわかるように図 2-53 に示される楕円の形状は式 2-76 における $Q(x, p_x) = 4$ の場合に相当する。簡単な計算をすれば, この楕円の面積を π で割った値は次式で与えられる。

$$E_{2x} = \frac{1}{\pi} \iint dp_x dx \quad Q(x, p_x) \leq 4 \\ = 4 \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2} \quad (2-77)$$

ここで,

$$\iint f(x, p_x) dx dp_x = 1 - e^{-2} \approx 0.865 \\ Q(x, p_x) \leq 4 \quad (2-78)$$

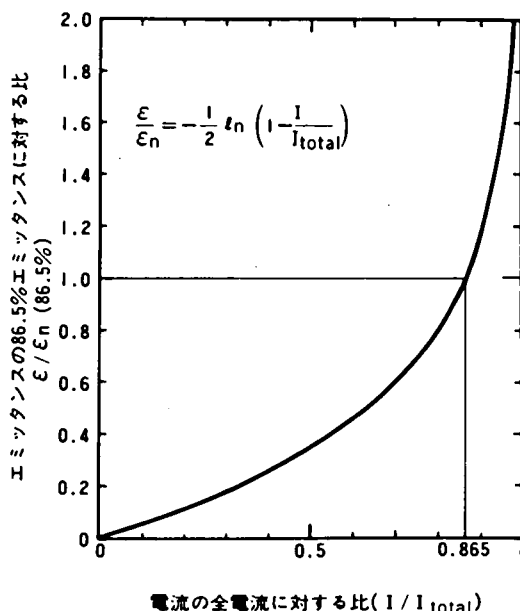


図 2-52. 電流の全電流に対する比とそれに伴うエミッタンスの変化。

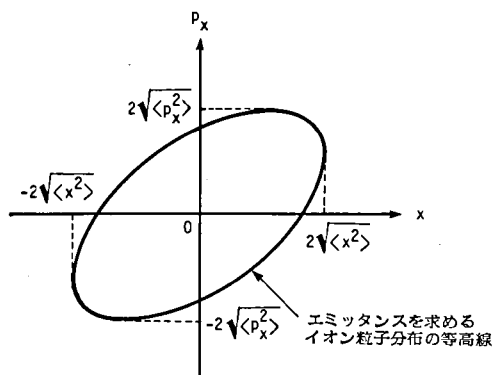


図 2-53. 粒子分布の楕円等高線に対応するエミッタンス図。

の関係式により、図 2-53 に示される粒子分布の等高線の内部に含まれる粒子数は全粒子数の 86.5% に相当することがわかる。従って、全イオン電流の 86.5% 規格化エミッタンス ε_{2n} (86.5%) は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\varepsilon_{2n} (86.5\%) &= \frac{E_{2x}}{m_{i0} c} = \frac{1}{m_{i0} c} \cdot 4 \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle x p_x \rangle^2} \\ &\cong \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot 4 \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle \alpha(x)^2 \rangle - \langle x \alpha(x) \rangle^2}.\end{aligned}\quad (2-79)$$

通常、式 2-77 による表現を 2 乗平均エミッタンスと呼ぶが、前述した規格化エミッタンスとの関連は式 2-79 で表わされる。

イオンビーム運動論において、エミッタンスが運動方程式の中に取り込まれるためには、分布関数による統計的な解析可能な量として表現されねばならない。式 2-77 で表わされるように、2 乗平均エミッタンスはこの条件を満足しており、解析的に重要な量と考えられる。上記した理想的な分布関数を持たないような場合においても、式 2-77 を使用してエミッタンスを表現し、イオンビームの運動を解析することは非常に有用である。

例えば、外力が $K(t)$ で、 z 方向に進む断面が楕円対称ビームの z 軸に垂直な x 方向の包路線の、相対論を用いない運動方程式は、2 乗平均エミッタンス E_{2x} を用いることにより次式のように表わして解析することができる。

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dt^2} + \frac{K(t)}{m_i} \tilde{x} - \frac{1}{m_i^2} \frac{E_{2x}}{\tilde{x}^3} - \frac{2A}{\tilde{x} + \tilde{y}} = 0.\quad (2-80)$$

ただし、

$$A = \frac{eI}{2m_i \pi \epsilon_0 c \beta}$$

ここに、 $\tilde{x} = 2 \sqrt{\langle x^2 \rangle}$ を表わす。上式で第 2 項は線形的な外力による項、第 3 項はエミッタンスによる力の項、第 4 項は空間電荷による内部力の項を表わし、これらの各々統計的にビームを支配する力によってビームの運動が決定される。

IV) エミッタンスとプラズマ特性との関係

イオンビーム放出面におけるエミッタンス ε_{2n} ($m \cdot rad$) と、プラズマのイオン温度 T_i (K) の間には、直接的な関係が存在する。以下に示す仮定を用いることにより、この関係式を導くことができる。

- (1) プラズマのイオン速度分布はマクスウェル・ボルツマン分布とする。
- (2) 速度空間（運動量空間）におけるイオンの速度分布について標準偏差の 2 倍までの速度を持つ粒子により構成されるエミッタンスを考える。

(3) 距離空間におけるイオンの位置分布については、イオン放出面（直径 $2a$ ）全体の一様分布を仮定し、直径全体に対するエミッタンスを考える。

(4) ビーム断面の 4 次元位相空間の形状を回転楕円体で表わされるとする。

仮定(1)より標準偏差の 2 倍の速度を持つイオンの運動量は次式で与えられる。

$$p_i = 2 \sqrt{m_i k T_i} \quad (2-81)$$

また、仮定(4)より規格化輝度を構成するイオンの 4 次元位相空間の形状が次式で与えられるとする。

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{p_x^2}{p_i^2} + \frac{p_y^2}{p_i^2} = 1 \quad (2-82)$$

このとき規格化輝度は定義式 2-69 を用いて計算すれば次式のようにになる。

$$B_n = (m_i c)^2 \frac{2I}{(\pi a^2)(\pi p_i^2)} \quad (2-83)$$

輝度とエミッタンスの関係式 2-71 により、規格化エミッタンスは次式で表わすことができる。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{2n} &= 2a \left(\frac{kT_i}{m_i c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= 6.53 \times 10^{-7} a \text{ (cm)} \cdot \left(\frac{T_i \text{ (eV)}}{M \text{ (a.m.u.)}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ (m} \cdot \text{rad)} \quad (2-84) \end{aligned}$$

このように、エミッタンスがビーム引き出し孔の半径 a とイオン温度 T_i 、質量数 M だけに依存することが示される。従って、この式を用いることによりエミッタンスの測定値からプラズマのイオン温度を知ることができる。一方、規格化にエネルギーを用いた場合には、エミッタンスが質量に依存せず $a \cdot T_i^{\frac{1}{2}}$ だけに比例する式で表わすことができることを注意しておく必要がある。一般に、ビーム引き出し孔径を小さくし、イオン温度を下げることであれば、エミッタンスの小さいビームを得ることができる。

次に、引き出されるイオン電流とエミッタンスの関係について考えてみる。引き出されるイオン電流 I は、プラズマ密度を n_i とし電子温度を T_e とすれば、 $n_i \sqrt{T_e}$ に比例する。

$$I \propto n_i \sqrt{T_e} \quad (2-85)$$

一方、式 2-84 よりエミッタンス ε_{2n} は $\sqrt{T_i}$ に比例する。

$$\varepsilon_{2n} \propto \sqrt{T_i} \quad (2-86)$$

ここで、 I の増加が T_e の変化によらず n_i だけの増加による場合は、 ε_{2n} は I の増加に無関係に一定である。特殊な場合であるが、電流 I の増加がプラズマ密度 n_i の変化によらず、電子温度 T_e だけの増加による場合で、しかも、 $T_i/T_e = \text{一定}$ の関係が存在する場合には、エミッタンス ε_{2n} は電流 I の 1 乗に比例して増加する。⁷¹⁾ 通常のイオン源では理論的には ε_{2n} は I の増加によらず一定と考えられるが、実験的には ε_{2n} は I の 1 乗に比例して増加する場合が多い。^{65), 72), 73)} 比較的多くのイオン電流を引き出

すイオン源においては、エミッタンスを増加させる要素、例えば、光学系のレンズの収差や空間電荷効果などが、イオン電流の増加に伴ってエミッタンスを決める支配的な要素となるためとも考えられる。

V) 測定法

2次元エミッタンスの測定法は、式2-65にも表わされているように、ビーム断面の x 軸各点における x 方向の運動量分布が測定できれば原理的に求めることができる。これを行うには、ビームの進路中に2個の可動の微小スリットを距離 l だけ離して置くことにより測定することができる。すなわち、図2-54に示すように、第1のスリットにより位置 x を定め、第2のスリットを動かして位置 x における運動量分布を測定し、これを各 x 点において行えばエミッタンス図を得ることができる。このとき位置を定める可動の第1スリットの代りに、多数の穴を一行に等間隔に並べた固定板を用いることによって各位置における分布を測定することもできる。また、ビームを x 軸に偏向することによって位置 x の変化を等価的に行うこともできる。一方、運動量分布を測定する第2スリットは、スリット構造でなく可動方向 x に垂直な y 方向に張った細い線で代用することもできるし、ビームの偏向を利用することもできる。イオンビームに感光する板（写真乾板または金属板上に真空グリスを薄く塗ったものへのイオンビームのコンタミネーションを利用することもできる）を固定することにより運動量分布の像を得ることもできる。また、第2スリット位置に多数の検出ユニットを張りつめ、瞬時に運動量分布を測定し、時々刻々のエミッタンスの変化を測定することもできる。⁷⁴⁾ これら第1第2のスリット

に相当する測定系を組み合わせた装置によってエミッタンスを測定することができる。可動部も少なく真空を破ることなく比較的簡単に測定できる方法として、ここでは第1スリットとして一行に多数の穴をあけた板を用い、第2スリットとして細い線を用いた方法について述べる。

図2-55に測定系の一例を示す。ビームの直径内に、数個以上入るような等間隔に開けた小さい穴を持

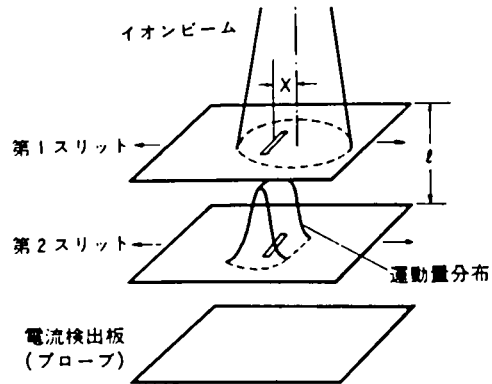


図2-54. エミッタンス測定の原理図。

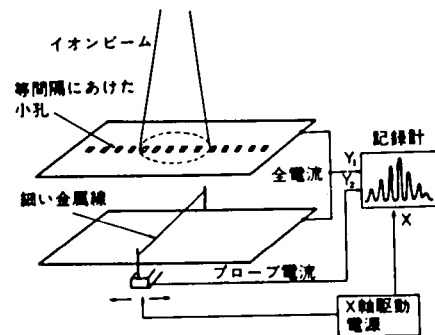


図2-55. エミッタンス測定系の一例。

つ板（例えば、ビームが 1 cm ϕ 程度であれば 2 mm 間隔に 0.5 mm \square の穴を持つ 0.3 mm t 程度の金属板）の下数 cm 程度離して、穴の大きさより十分細い直径を持つ線（例えば、 $50\mu\text{m}$ ϕ 程度の線）を可動プローブとして用いる。x 軸の移動は記録計と同期させてプローブ電流と全イオン電流を記録する。プローブ電流は通常 nA 程度である。この方法を用いれば、図 2-56 に示すように、エミッタンス図と同時に破線で示すビームの形状、各々の穴に対応する山形状の速度分布、ビームの拡がり角の測定ができる。

前述したように、エミッタンスの位相図を描く場合、一般的に全電流に対応する位相図を描くと無限大になってしまうため、分布におけるある確率内にある部分の位相面積を用いなければならない。従って、エミッタンスには全電流の何%の粒子束に対しての値であるかを記しておく必要がある。位置および速度分布が正規分布であれば、前述した標準偏差の 2 倍までの粒子束に対応する全電流の 86.5% のエミッタンスを採用するのが妥当と思われる。位置および速度分布が正規分布からはずれている様な場合においても、全電流の 86.5% に相当するエミッタンス値を採用するのも 1 方法である。

以上、主に 2 次元エミッタンスの測定について述べたが、4 次元エミッタンスについても同様な方法で測定することができる。

2-5. イオン源の応用と現状

2-5-1. イオンの応用分野

原子核物理学における高エネルギー粒子の利用に始まったイオン応用が、核融合、宇宙推進機関、イオン注入、イオンプレーティング、結晶成長・化合物合成、イオン加工および計測部門への応用など工学分野へと発展するに伴って、イオン源への要求が高まり急速にその開発が行われた。その成果が核物理学等にフィードバックされ重イオン科学の研究も促進されつゝある。また、最近ではイオンを利用した医学への応用まで発展しつゝある。

(i) 原子核物理学

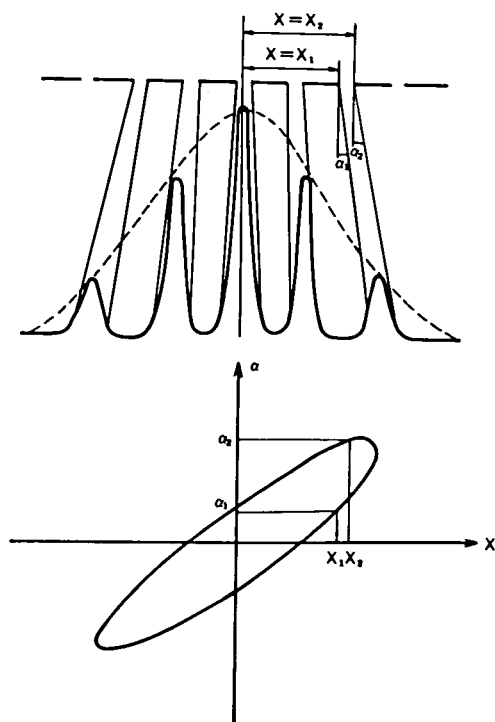


図 2-56. エミッタンス図の描き方。

従来、水素やヘリウムなど軽いイオンを数 10 MeV ～数 10 GeV に加速した応用が盛んであったが、最近では、質量数 M の大きな元素の多価イオンを用いた研究分野が拡大しつつある。同一加速電圧のもとでは、価数 Z の大きな方が加速エネルギーが高くなるから有利であるばかりでなく、 M/Z が小さいほど加速器の設計が簡単になり加速しやすくなるという利点があるので、多価・重イオンが注目されている。価数は数価（例えば 2 ～ 6 価）のものから、電子が総て剝ぎとられた裸のイオンに至るまで研究が行われている。

タンデム加速器に必要な負・重イオンを、あらゆる元素にわたって作り出す研究も盛んである。

(ii) 核融合

強い閉じ込め磁界中に閉じ込められた核融合プラズマを、10 keV ～ 30 keV のエネルギーを持つ重水素の中性粒子を用いて加熱する方法が注目されている。そのために中性粒子束が数 A ～数 10 A の電流に相当する大出力イオン源が開発されつつある。⁷⁵⁾ 一方、負・重水素イオンの中性化効率は、低速から 1 MeV 以上にわたるまで 70 ～ 90 % と高いため、大電流の負・重水素イオンビームを得る研究も盛んである。

核融合の目的に開発された大出力イオン源は、大電流重イオン源として改良利用されつつある。

(iii) 宇宙推進機関

強力な推進力を得るには、できるだけ質量数の大きなイオンを用いる必要があるため、Cs を用いた表面電離形⁷⁶⁾ や Hg や Cs を用いた電子衝撃形イオン源⁷⁷⁾ が開発された。後者によって、多孔および加速・減速電極系による大電流引き出し系が開発され、この技術はその後他の応用分野のために開発された多くのイオン源に利用されている。

(iv) イオン注入

数 keV から数 100 keV に加速したイオンを固体表面に注入し、表面から数 μm 以内の薄層部分の物性を制御することができる。⁷⁸⁾ シリコンを中心とした元素半導体や、Ⅲ－Ⅴ族、Ⅱ－Ⅵ族の化合物半導体に金属イオンを不純物として注入し、MOS－FET、太陽電池、IC などの製作技術の一部として、また高抵抗層の形成など従来法になかった多方面の新しい研究が行われつつある。

多種類の金属イオンを必要とするイオン注入からの要請によって、総ての元素のイオンを数 μA 程度得ることのできる金属イオン源が開発されるに至った。特定の元素（B、P、As など）については数 100 μA ～数 mA のイオン電流が得られるイオン源の開発が意欲的に進められている。

(v) イオンプレーティング、結晶成長・化合物合成

めっき材料を積極的にイオン化し、数 10 eV ～数 keV に加速して、金属または絶縁物の基板物質にたきつけて、強固な被膜形成を行うことができる。従来の電気化学めっきではできないような組成を持つためっきを行うこともでき、また無公害めっきとしても注目されている。

イオンプレーティングからさらに発展して、熱エネルギーの大部分を運動エネルギーで肩代りして、従来実現不可能であった化合物の合成や結晶成長を行う試みも盛んである。数 eV ～数 keV の比較的低い加速電圧で多量の重イオンビームが必要なため、数百個から数千個の原子が集まってできた塊状原子団であるクラスタ分子を電離して、多量のビームを得るクラスタイオン源⁷⁹⁾ など新しい形の金属イオン源も開発されている。

(vi) 計測部門への応用

固体表面に直径数 μm 程度によく絞った数 $\text{keV} \sim 10$ 数 keV のアルゴンなどのイオンビームを照射して、表面から放出される2次イオンを質量分析計によって質量・荷電比に分け、固体表面の元素分析を行う装置をイオンマイクロアナライザーと言う。よく絞ったイオンビームが必要であるため、点光源イオン源の開発が行われている。

数 $100\text{ keV} \sim$ 数 MeV の軽いイオンを固体表面に照射し反射してきた粒子のエネルギーを測定することによって、表面の組成や結晶性の分析を行うバックスキャッタ法やチャネリング法なども、結晶学においてよく用いられている。

(vii) 医学への応用

200 keV 程度で 10 mA 以上の集束性のよい高速3重水素イオンを用いて、重水素との反応($\text{d}-\text{T}$ 反応)により 14 MeV のエネルギーを持つ高速中性子を得る研究が行われている。⁸⁰⁾ この中性子を用いれば、サイクロトロン等の大形装置に比べて経済的に癌の放射線治療を行うことができる。

100 数 10 MeV に加速されたプロトンや重イオンビームを生体に照射して、レントゲン写真のような生体組織の透視像を得ることができる。⁸¹⁾ イオンを用いれば、比較的低いドーズ量で組織の識別が容易なコントラストの強い像を得ることができ、新しい診断法として研究されつつある。

2-5-2. イオン源の現状

各種のイオン応用分野が開拓されていくと同時に、イオンビームの質や量に対する要求も広範囲にわたるようになってきたが、いずれの場合においても、イオンビームの大出力化は重要な課題となっている。イオン源における問題点の一つは、質量が重くなるに従いイオン電流が引き出しにくくなることである。イオン源から引き出される電流は、プラズマ密度や引き出し電圧などの条件が同一であれば、質量数 M の $M^{-1/2}$ に比例して少なくなる。例えば、質量数1の水素で 1 mA 得られていても、同じ条件であれば質量数115のインジウムでは $90\text{ }\mu\text{A}$ 程度得られるにすぎない。これを解決するために、できるだけパービアンスの高いイオン源を設計する必要があるが、イオン引き出し口をスリット状にしたり、多孔にすることによってイオンビームの光学的性質をあまり変えることなく引き出し面積を広げることにより、イオン源のパービアンスを増加させて大電流重イオンビームを得ることも行われている。⁵⁵⁾

金属を含めた多くの物質が常温において固体であり、イオン化するためにはイオン化物質を蒸気化する蒸発炉を必要とし、さらにプラズマ生成室壁面への蒸着を防ぐために、プラズマ生成室を十分高温に保った状態で運転する必要がある。そのために、 $1,500\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 2,000\text{ }^{\circ}\text{C}$ でも安定に動作する超高温動作イオン源が開発されている。高温においても放電に十分な蒸気圧が得られない場合には、蒸気圧の高い水素化物、弗化物、酸化物および塩化物などのような化合物を用いることにより、イオン化を行う方法が一般に行われている。しかし、引き出される全イオン電流中、利用できるイオンの量がきわめて少なく、また、質量分離を必ず行う必要があるなど難点も多い。一方、ハロゲン元素や酸素を始めとして、多くの元素が化学的に活性であるため、イオン源の製作および運転に化学的知識をも必要とするようになった。³⁵⁾

金属蒸気発生炉を用いずに、イオン化したい物質をターゲットとし、同種または他の種類のイオンの衝撃によってスパッタさせ、得られた原子またはイオンを利用するスパッタイオン源が開発された。^{82), 83)}

この方法は、正イオン源のイオン化物質の供給法として利用できる他、セシウム薄膜を通してスパッタされる粒子が負イオンになる確率が高いことを利用して、負イオン源に多く利用されている。

他方、プラズマを作るための方法として、従来から用いられてきた高周波放電や、グロー、アーク放電の他に、新しい放電エネルギーの注入方式や、幾つかの放電を組み合わせた形式のものが開発された。磁界の存在するプラズマ生成室内へ電子サイクロトロン周波数に等しいマイクロ波を導入することにより、電子を選択的に加熱し、放電を生じさせ、マイクロ波電力を効率よくプラズマに吸収させるマイクロ波放電形は、多価イオン源としても大電流イオン源としても開発されつつある。²²⁾ 電子ビームとプラズマの相互作用を利用して、プラズマ生成室内でマイクロ波を発生と同時に吸収させて高密度プラズマを得る方法は筆者らによって開発された。⁴³⁾ よく絞られた大出力のレーザービームを利用して超高密度プラズマを発生させ、多価イオン源として利用する方法も研究が行われている。⁸⁴⁾ また高密度プラズマを生成することのできるデュオプラズマトロンと、広い引き出し面一様にプラズマを拡散、生成することのできるPIG放電を組み合わせることにより、大電流のイオンビームを得ることを目的としたデュオビガトロン (duo PIGatron) が開発された。⁷⁵⁾

イオン源の性能として、特にエミッタンス、あるいは輝度に対する理論的検討が十分になされ、種々の測定装置も考案されるに至って、各種イオン源のエミッタンスや輝度の値が多く測定されるようになり、それぞれの比較検討が容易に行えるようになったことは、今後のイオン源の開発にとって望ましいことである。^{63), 69), 72)} しかし、2, 3の応用分野において、その定義や表現法が異なっていることは不便であり、今後統一されていく必要があると思われる。

表 2 - 16 には動作機構から分類した、現在実用あるいは研究されている各種のイオン源を示す。

・気中放電による電子の衝突電離を利用する形

高周波放電形

マイクロ波放電形…………… { ECR (Electron Cyclotron Resonance) 形**
ELMO 形** (ECR ion source, MAFIOS, SUPER MAFIOS,
TRIPLE MAFIOS)
INTEREM**

電子衝撃形…………… { 熱陰極電子衝撃形†
Kaufman 形
Hollow Cathode 形
Self-crossed Field 形*
Millatron
Cluster Ion Source*
冷陰極電子衝撃形†
Hollow anode 形

PIG 形…………… { 熱陰極 PIG 形†
Calutron 形
Freeman 形
冷陰極 PIG 形†
Hollow cathode PIG 形
(Penning Ionization Gauge Type) Magnetron 形 negative ion source (Surface plasma hydrogen
negative ion source)
SPIGS (Sputter PIG source—negative ion source)

電子振動形…………… { Nielsen 形
EOS 形 (Electron Oscillation type Ion Source)
OED 形 (Oscillating Electron Discharge Source)
MATS (Multiple Aperture Source)
Reflex triode 形

電子ビーム入射形…………… { Beam plasma 形*
EBIS (Electron Beam Ion Source)**
MEBIS (Mirrored EBIS)**
TOFEBIS** (Time of Flight EBIS)
KRION** (Cryogenic Ionizer)

デュオプラズマトロンとその変形… { 各種 Duoplasmatron (Duodehcatron, HDD)
Duo PIG atron
Triplasmatron

スパッタ形……………Hill Nelson 形

レーザー照射形

・表面電離形…………… { 表面供給形
背面供給形

・熱イオン放出形

・強電界印加形…………… { 電界電離形
電界蒸発形

・2 次イオン放出形…………… { ANIS (Aarhus Negative Ion Source)
(主として負イオン源) UNIS (Universal Negative Ion Source)

(注) *……京都大学工学部電子工学教室高木研究室で開発中のもの。

†……電子衝撃形, PIG 形とも標準的な数多くの熱陰極形, 冷陰極形が考案され実用化されているが, それらのうちで特に固有の名前のついているものを, それぞれの欄に参考までに示した。

**……これらをまとめて Confinement Source と呼ぶ。

表 2 - 16. 動作機構から分類した各種イオン源。

参 考 文 献

- 1) 石川順三; アイオニクス, 1, № 2, 73 (1975).
- 2) 石川順三; アイオニクス, 2, № 3, 35 (1976).
- 3) 石川順三; アイオニクス, 2, № 5, 31 (1976).
- 4) 石川順三; アイオニクス, 2, № 8, 29 (1976).
- 5) 石川順三; アイオニクス, 2, № 11, 26 (1976).
- 6) 石川順三; アイオニクス, 2, № 14, 22 (1976).
- 7) 石川順三; アイオニクス, 3, № 15, 22 (1977).
- 8) 石川順三; アイオニクス, 3, № 25, 22 (1977).
- 9) T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr., N. Wasserman and J. D. McDowell ; ORNL
- 4562 (1970).
- 10) A. von Engel ; "Ionized Gases", Oxford University Press (1965).
- 11) J. J. Kaufman; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, № 2, 936 (1976).
- 12) W. C. Lineberger; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, № 2, 934 (1976).
- 13) K. H. Purser; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-20, 136 (1973).
- 14) 例えば古典的方法では
M. Gryzinski ; Phys. Rev., 138, A 305 および A 322 (1965).
波動力学的方法では
N. F. Mott and H. S. W. Massey ; "The Theory of Atomic Collisions", Oxford
University Press (1965).
H. S. W. Massey 他 ; "Electronic and Ionic Impact Phenomena", I, II, III, IV, Oxford
University Press (1969 ~ 1974).
および文献 16) などがある。
- 15) W. Bleakney ; Phys. Rev., 35, 139 (1930).
- 16) 高柳和夫 ; "電子, 原子, 分子の衝突", p. 94, p. 141, 培風館 (1972).
- 17) M. Gryzinski ; Phys. Rev., 115, 374 (1959).
- 18) G. H. Dunn ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, № 2, 929 (1976).
- 19) R. Becker, H. Klein and W. Schmidt ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19,
№ 2, 125 (1972).
- 20) W. Lotz ; Z. Phys., 216, 241 (1968).
- 21) A. Septier ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, № 2, 22 (1972).
- 22) A. van der Woude ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, № 2, 187 (1972).
- 23) 菅田栄治編 ; "電子・イオンビームハンドブック", p. 111, 日刊工業新聞社 (1973).

- 24) R.G. Wilson and G.R. Brewer ; " Ion Beams " John Wiley & Sons (1973).
- 25) M. N. Saha ; Phil. Mag., 40, 472 (1920).
- 26) K. Prelec and Th. Sluyters ; Rev. Sci. Instrum., 44, 1451 (1973).
- 27) Th. Sluyters ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. VII - 2 - 1 (1974).
- 28) R. E. Olsen; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 23, № 2, 971 (1976).
- 29) M. E. Kishinevskii ; Sov. Phys.-Tech. Phys., 20, 6, 799 (1976).
- 30) 宮本健郎; " 核融合のためのプラズマ物理 " 岩波書店 (1976).
- 31) K. Wieseman ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 325 (1972).
- 32) H. Winter and B. H. Wolf; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley p. V - 1 - 1 (1974).
- 33) 電気学会編, " 放電ハンドブック " オーム社書店 (1974).
- 34) G. J. Schulz and S. C. Brown ; Phys. Rev., 98, 1942 (1955).
- 35) J. H. Freeman and G. Sidenius; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 724 (1972).
- 36) G. Sidenius and O. Skilbreid; Proc. Intern. Symp. E. M. Separation of Radioactive Isotopes, Vienna (1960).
- 37) G. D. Magnuson and C. E. Carlston; J. Appl. Phys., 34, 3267 (1963).
- 38) H. H. Andersen; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 23, № 2, 959 (1976).
- 39) S. Humphris, Jr.; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley; p. III - 1 - 1 (1974).
- 40) G. Sidenius; Proc. Intern. Conf. on Ion Sources, Saclay (1969).
- 41) 西巻正郎 ; " マイクロ波真空管とその回路 " オーム社 (1966).
- 42) デルクロア ; " プラズマ物理学 I " (鳴海元, 古谷洋一郎訳) 共立出版 (1969).
- 43) T. Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa, F. Sano and N. Kusano; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. III - 2 - 1 (1974).
- 44) R. Geller; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 23, № 2, 904 (1976).
- 45) G. Fuchs ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 19, № 2, 160 (1972).
- 46) 早川保昌, 松本修 ; " プラズマ化学とその応用 ", p. 57, 掌華房 (1971).
- 47) C. E. Moore ; " Atomic Energy Levels ", National Bureau of Standards, U. S. A. (1949).
- 48) P. W. P. McWhirter ; " Plasma Diagnostic Technics ", Academic Press, chap. 5 (1965).
- 49) G. Tonon and M. Rabeau ; Proc. Intern. Conf. on Ion Sources, Saclay, 605 (1969).

- 50) E. D. Donets ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 23, № 2, 897 (1976).
- 51) J. Ishikawa, A. Motamed Ektessabi, F. Sano and T. Takagi ; Proc. Symp. on Ion Sources and Application Technology, Tokyo, p. 7 (1977)
- 52) D. Bohm ; " The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields " McGraw - Hill, N. Y. (1949).
- 53) 土手敏彦 ; " 探極測定法(I) ", IPPJ - DT - 9 (1966).
- 54) H. Winter and B. H. Wolf ; Plasma Phys., 16, 791 (1974).
- 55) T. H. Stix ; Plasma Phys., 14, 367 (1972).
- 56) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji and T. Takagi ; Low-Energy Ion Beams 1977, Inst. Phys. Conf. Ser. № 38, p. 84 (1978).
- 57) J. R. Coupland, R. S. Green, D. P. Hammond and A. C. Riviere ; Rev. Sci. Instrum., 44, 1258 (1973).
- 58) I. Langmuir and K. R. Blodgett ; Phys. Rev., 24, 49 (1924).
- 59) T. S. Green ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 23, № 2 (1976).
- 60) W. S. Cooper, K. Halbach and S. B. Magyary ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. II - 1 - 1 (1974).
- 61) R. L. Poeshel and H. J. King ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. II - 4 - 1 (1974).
- 62) 例えば, 後藤憲一 ; " プラズマ物理学 " 共立出版 (1967)あるいは, ゴールドスタイン ; " 古典力学 " [野間進, 瀬川富士訳] 吉岡書店 (1959)などを参考にするとよい。
- 63) W. Walcher ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 111 (1972).
- 64) I. M. Kapchinsky and V. V. Vladimirovsky ; Proc. I. C. H. E. A. I., CERN, p. 274 (1959).
- 65) A. V. Steenbergen ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 12, p. 746 (1965).
- 66) A. Septier ; " Focusing of Charged Particles " Vol. II, Academic Press, p. 152 (1967).
- 67) F. J. Sacherer ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 18, p. 1105 (1971).
- 68) P. M. Lapostolle ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 18, p. 1101 (1971).
- 69) P. M. Lapostolle ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 133 (1972).
- 70) J. D. Lawson ; Proc. Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Upton, p. 1 (1971).
- 71) P. H. Rose ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. VII - 1 - 1 (1974).
- 72) G. Doucas, H. R. McK. Hyder and A. B. Knox ; Nucl. Instrum. and Methods, 124, p. 11 (1975).
- 73) G. Doucas, T. J. L. Greenway, H. R. McK. Hyder and A. B. Knox ; IEEE Trans.

- Nucl. Sci., NS - 23, № 2, 1155 (1976).
- 74) C.D. Curtis, et al.; Particle Accelerators, 1, p.93 (1970).
 - 75) O.B. Morgan; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p.M - 1 - 1 (1974).
 - 76) R.M. Worlock; 1st Intern. Conf. on Electron and Ion Beam Science and Technology, ed. R. Bakish, John Wiley, New York, p. 853 (1965).
 - 77) H.R. Kaufman; NASA Tech. Note D - 585 (1961).
 - 78) G. Dearnaley, J.H. Freeman, R.S. Nelson and J. Stephen; "Ion Implantation," American Elsevier, New York (1973).
 - 79) T. Takagi, I. Yamada, M. Kunori and S. Kobiyama; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p.M - 4 - 1 (1974).
 - 80) P.M. DeLuca, J.R. Tesmer, G.M. Chenevert, R.L. Torti and C.A. Kelsey; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p.M - 12 - 1 (1974).
 - 81) V.W. Steward; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 23, № 1, 577 (1976).
 - 82) K.J. Hill, R.S. Nelson and R.J. Francis; AERE-R 6343 (1970).
 - 83) R. Middleton; Nucl. Instrum. and Methods, 122, 35 (1974).
 - 84) G.F. Tonon; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 19, № 2, 172 (1972).

第 3 章 ビームプラズマ形イオン源の動作原理

筆者らが開発した新しい動作原理に基づく“ビームプラズマ形イオン源”(Beam Plasma Type Ion Source)は、電子ビームをプラズマ生成とイオン引き出しの両目的に有効に利用して、大電流イオンビームを得ることができる。

本章では、まず、ビームプラズマ形イオン源の動作原理の基本となるビームプラズマ電離と、空間電荷中和を用いたイオンの引き出しについて述べ、最後に高エネルギー 2 次電子併用形ビームプラズマ形イオン源の動作原理について述べる。

3-1. イオン源の原理的構造

ビームプラズマ形イオン源の動作原理図は、すでに図 1-8 に示した。イオン源は、電子銃を備えたイオン引き出し系、ドリフト空間およびコレクタ領域より成る。電子銃により形成された電子ビームはドリフトチューブに入射し、コレクタへ向う。その間に、電子ビームはドリフト空間内のプラズマと相互作用を生じる。イオンは電子ビームが加速されるのと同じ電界により引き出されるが、その際電子ビームやプラズマ電子中のエネルギーの高い電子の持つ負の空間電荷によりイオンの空間電荷が中和される。

3-1-1. 電子銃を備えたイオン引き出し系

タンタルまたはタングステンにより作られた円筒カソードは、回りのフィラメントから放出される電子により電子衝撃を受け、電子放出に適する温度まで加熱される。アノード電極、ウェーネルト電極、カソード円筒電極により形成される集束レンズ系の電界により、カソード円筒上部から電子が引き出される。このように引き出された電子は、ソレノイドにより作られる集束磁界により細い電子ビームとなってドリフト空間へ入射する。アノード電極、ドリフトチューブ、コレクタ電極には、カソード円筒電極に対し十分高い正の電圧が印加されている。ドリフトチューブはアノード電極より高い電位にあり、これらの電極によって生じる電位傾度は、プラズマ中のイオンを、ドリフトチューブ、アノード電極、カソード円筒電極へ加速する方向にある。イオンが引き出される領域において、イオンは電子ビームやプラズマ中のエネルギーの高い電子の空間電荷により十分中和されており、集束性のよい、かつ高密度のイオンビームが引き出される。さらに、これらのイオンを引き出す電極群により、イオンビームは発散することなく円筒カソードの中心を通してターゲットへと向かう。

本イオン源の電子銃は、アノード電極付近から加速されたイオンを、カソードを通過させてイオンビームとするために、カソード電極の中心に穴を開けた構造の電子銃が必要である。カソード電極の中心に開ける穴の大きさが十分小さければ、Pierce 形¹⁾や Müller 形²⁾の電子銃のカソード電極の中心にそのまま穴を開けたものを用いることができる。しかし、イオンビームをできるだけ多量に引き出す、すなわち、イオン引き出し系のアクセプタンスが高い構造とするためには、円筒または円筒状に近い構造のカソード電極を用いる必要がある。このような従来の電子銃の設計方法から著しく外れた構造の電子銃において、電子ビームをドリフトチューブおよびコレクタへ高い透過率で入射させるためには、電子ビームの軌道を

何らかの方法で求め、それにより設計する必要がある。本イオン源の電子銃の設計には、電子ビームの軌道を計算機シミュレーションで計算することにより、最適の電子銃構造を決定した。^{3), 4)} 図3-1には、計算機シミュレーションによって求めた電子銃の構造の例と、その場合の電子ビーム軌道を示す。図3-1(b')中のカソード電極からの電子ビーム電流は、空間電荷制限で放出される場合の軌道を示したが、実際の動作条件では温度制限で動作させることが多く、電流量、すなわち、空間電荷量が少なく、また、イオンの空間電荷による中和作用が必ず生じるため、電子ビームの軌道は図よりさらに集束性が良いものと考えられる。

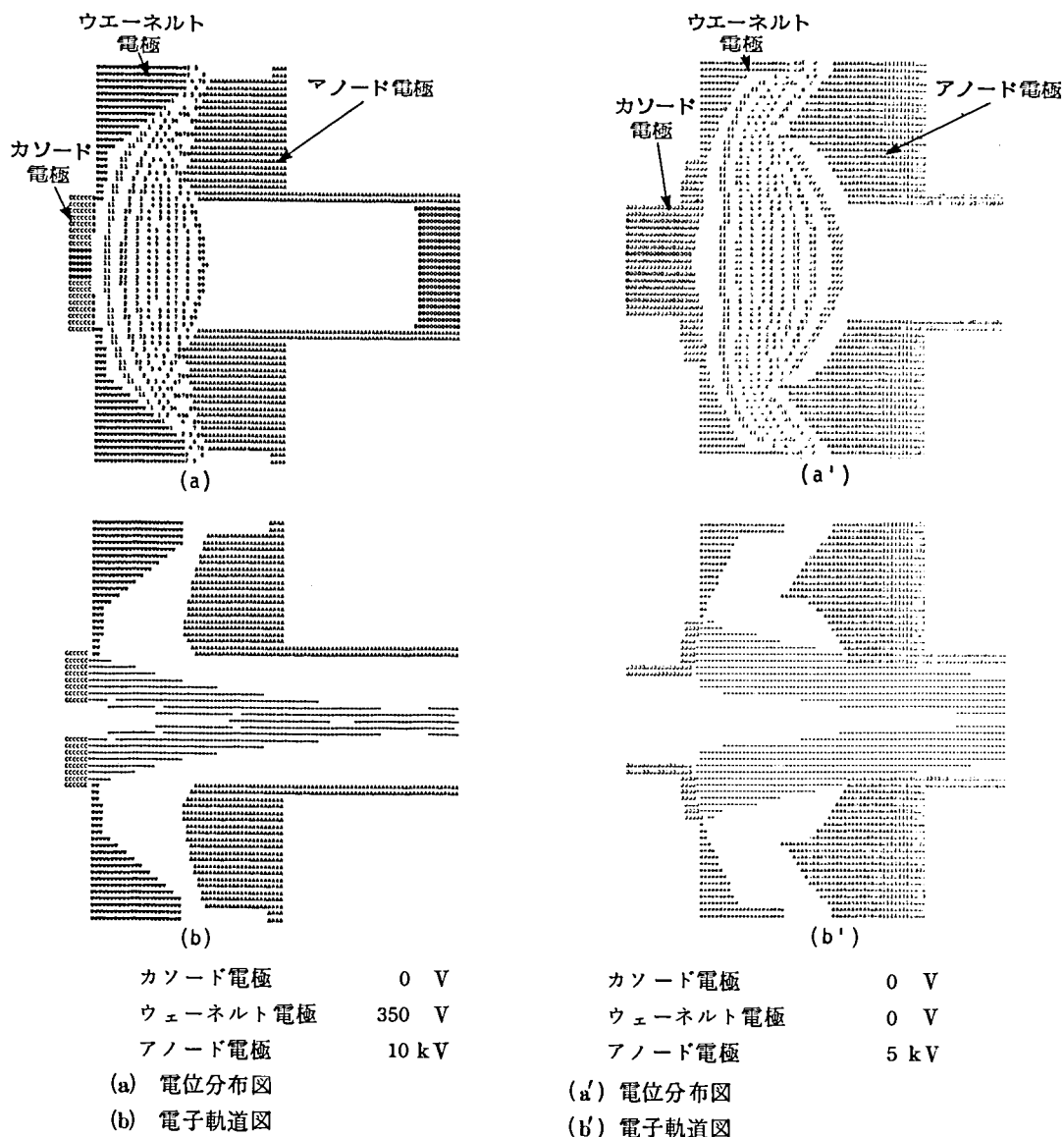


図3-1. 円筒カソードを持つ電子銃の電子ビーム軌道の例。(a), (b)は磁気遮蔽容器内の電子銃の電子軌道、(a'), (b')はドリフト空間からの磁界のもれがある場合の電子銃の電子軌道。これらの図は、縦軸に対して横軸の寸法が1.6倍拡大されている。

3-1-2. ドリフト空間

ドリフトチューブは、ステンレス鋼や銅等の導電性物質により作られた細長いパイプ状をしており、排気抵抗が高いため、中性粒子の高真空側への流出を防ぐと同時に、ドリフト空間内に電離に必要な中性ガス圧力を保つことができる。ドリフトチューブの内径や長さは、プラズマ生成室であるドリフトチューブ内でビームプラズマ電離が生じるために必要な寸法としておく。電子銃から入射してきた電子ビームを集束したり、ドリフトチューブ内で生成された高密度プラズマの壁面への拡散を抑え閉じ込めを行うために、ドリフトチューブの外側に空心ソレノイドを用いて軸方向磁界を作る。効果的なビームプラズマ電離を生じさせるためには、原則的にはドリフトチューブの軸方向にできるだけ一様な磁界分布とすることが必要である。多くのソレノイドを適当に配置し、その電流の極性を適切に選ぶことによって、必要な磁界を得ることができる。空心コイルの作る磁界を計算機によって求め、最適磁界分布の設計を行うことができる。

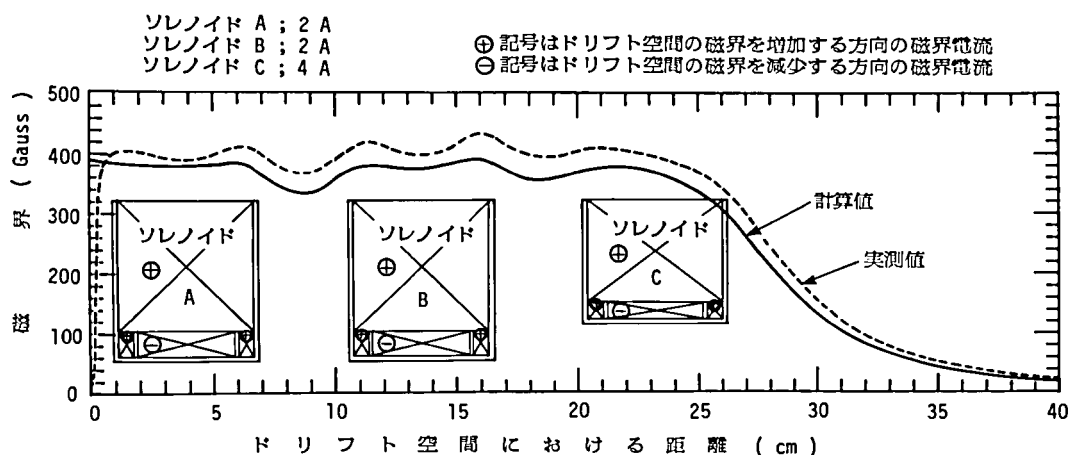


図3-2. 計算機によって求めたドリフト空間中心軸磁界分布とその実測値。

図3-2は、計算機によって求めた磁界分布の一例である。それぞれのソレノイド間に測定用の同軸端子のための空間を開けた場合においても、乱れが数%以内の一様な磁界分布を得ることができる。

ドリフト空間内のガス圧力がある臨界値を越え、電子ビーム電流、電圧、磁界等の諸条件が備われば、ビームプラズマ相互作用によるビームプラズマ電離が起き、高密度のプラズマが効率良く生成される。このとき生成されるプラズマの密度は、単なる電子ビームの衝突電離によって生じるプラズマ密度の $10^2 \sim 10^3$ 倍である。

3-1-3. コレクタ領域

電子銃で形成された電子ビームは、ドリフト空間を通過してコレクタ領域で終端する。コレクタでは電子ビームのエネルギーの一部が消費されるため、水または絶縁油等で強制冷却する必要がある。電子銃からの電子ビーム、すなわち、1次電子ビームがコレクタ電極表面を衝撃すると2次電子が放出される。コレクタ電極をドリフトチューブより高い電位にして、コレクタからの2次電子を数100Vに積極的に加速しドリフトチューブ内へ導入して、ビームプラズマ電離を助成することができる。電離したい種類のガ

ス導入の方法としては、図 1—8 に示したように、コレクタに設けたガス導入孔より常温でガス状の物質を導入することができる。場合によっては、常温では固体であるような物質、例えば、金属のような物質は、コレクタ領域に小形の金属蒸気発生炉を設けて、金属蒸気をコレクタ領域、ドリフト空間に充満させることも可能である。また、コレクタからの 2 次電子ビームを高いエネルギーに加速して、ドリフトチューブへ導入し、ビームプラズマ電離やイオンビームの引き出し効果の改善を図る高エネルギー 2 次電子併用形イオン源では、コレクタ・ドリフトチューブ間に高い電圧が印加できるように、コレクタ領域を高真空中に排気する。この場合には、ガス導入孔はドリフトチューブの中央付近に設ける必要がある（3—4 節参照）。

3—2. ビームプラズマ電離

ビームプラズマ形イオン源におけるプラズマの生成は、イオン引き出し方向から入射してきた電子ビームと、磁界中に存在するプラズマとの間のビームプラズマ相互作用により生じる高周波電界またはマイクロ波電界が、プラズマ中の電子を加熱し、高いエネルギーを持ったプラズマ電子が中性粒子を衝突電離する方法による。このような電離方法を筆者らは“ビームプラズマ電離”と名付けた。⁵⁾ マイクロ波を用いて、プラズマ電子を加熱することは、イオン源プラズマの生成にとっても有効な手段であるが、本イオン源は外部からマイクロ波を導入する ECR (electron cyclotron resonance) イオン源^{6), 7)} などとは異なり、イオン源内部でマイクロ波発振を起こすマイクロ波自蔵形マイクロ波加熱方式のイオン源といえる。このように、プラズマ生成に対し、従来のイオン源にない新しい独創的な原理を採用している。また、本イオン源においては、雑音発生源の好ましからざるものとして抑制されていたビームプラズマ相互作用による発振現象を、プラズマ生成の手段に用いた点も注目に値する。

物理学的立場からのビームプラズマ相互作用の理論実験については、この数年来多くの報告があるが、電離現象を主体にした報告はあまりない。イオン源を開発利用しようとする者にとっては、この現象の把握は不可欠のものである。ここでは、初めに、ビームプラズマ相互作用によるマイクロ波の発振振幅が比較的小さく、線形理論内で扱える場合のビームプラズマ電離機構について説明を加え、次に、発振振幅が十分大きく、非線形理論で扱う必要がある場合のビームプラズマ電離についても説明を加える。

3—2—1. ビームプラズマ電離機構の概要

ビームプラズマ電離を考察する際、特に特有の電力状態である高周波またはマイクロ波の状態が存在することから、イオン源の電力の流れ図を描いてみることは、イオン源の電離機構を理解する上で非常に有用である。

図 3—3 にビームプラズマ形イオン源におけるエネルギーの流れ図を示す。電子ビームが総てのエネルギーの供給源になっており、この電力がビームプラズマ相互作用によって高周波またはマイクロ波の電力に変換される。これらの変換された電力は通常のイオン源の形状では、電子プラズマ周波数や、電子サイクロトロン周波数に近い周波数のものが大部分である。このような周波数（2～20 GHz）の電力は、電子サイクロトロン共鳴吸収や他の吸収過程を通してプラズマの電子のエネルギーを増し高いエネルギーを持ったプラズマ電子を増加させる。中性粒子の電離電圧以上のエネルギーを持ったプラズマ電子は電離に寄

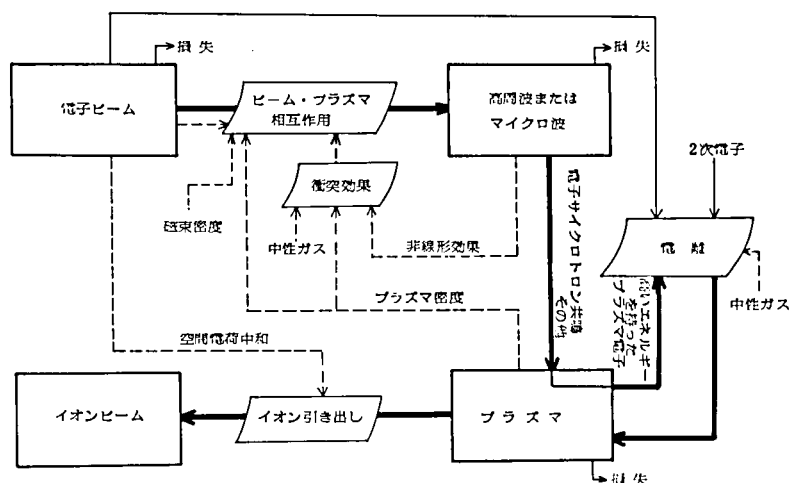


図3-3. ビームプラズマ形イオン源のエネルギーの流れ図。

与する。プラズマ密度は電子ビームによる電子の密度に比べると非常に高いため、プラズマ生成室内、すなわち、ドリフトチューブ内で行われる電離はそのほとんどが高いエネルギーを持ったプラズマ電子によるものである。このようにして得られた高密度なプラズマは、イオン引き出し方向から入射する電子ビームやプラズマ中にできたエネルギーの高い電子による負の空間電荷によりイオンの空間電荷を中和する状態で効率よく引き出される。これらのエネルギーの流れ図中、電子ビームから高周波またはマイクロ波へのエネルギーの変換過程であるビームプラズマ相互作用は、電子ビーム電圧や電流、磁界等の外部条件によって決まるものの関数であると同時に、プラズマ密度や高周波電界の振幅等のプラズマ生成過程に存在する量の関数にもなっている。後者は、プラズマ生成過程に帰還ループを形成している。この帰還作用がビームプラズマ電離におけるプラズマの性質を特徴付けている。ここでは、ビームプラズマ相互作用のプラズマ密度による変化を小振幅理論を用いて考察し、高周波電界による非線形効果、クーロン衝突、中性粒子との衝突を経て衝突項と見なすことによって、定性的にビームプラズマ電離の性質を考察する。

ビームプラズマ相互作用を扱う方法は、プラズマ物理学の立場から多くの報告があるが、ここでは、小振幅理論⁸⁾を用いた比較的解析し易い理論を扱う。解析方法は次項以下に詳述する。図3-4は、ビームプラズマ形イオン源のドリフトチューブ内において生じるビームプラズマ相互作用を、小振幅理論を用いて計算した分散図の一例である。ビームプラズマ系に存在する波は、空間電荷波、遅および速サイクロトロン波、プラズマ波等であるが、これらの波が相互作用する領域は図中に示したA, B, C, D, Eの5点である。この内A, C, Dは対流的不安定 (convective instabilities または増大波 amplifying waves とも言う) を示し、B, Eは絶対不安定 (absolute instabilities) を示す。⁹⁾ 前者は空間的に増大する波を表わし、後者は特に時間的に増大する波を表わす。従って、これらは、それぞれ伝播定数の虚数部の値や、周波数の虚数部の値を求めることによって不安定性の程度を知ることができる。

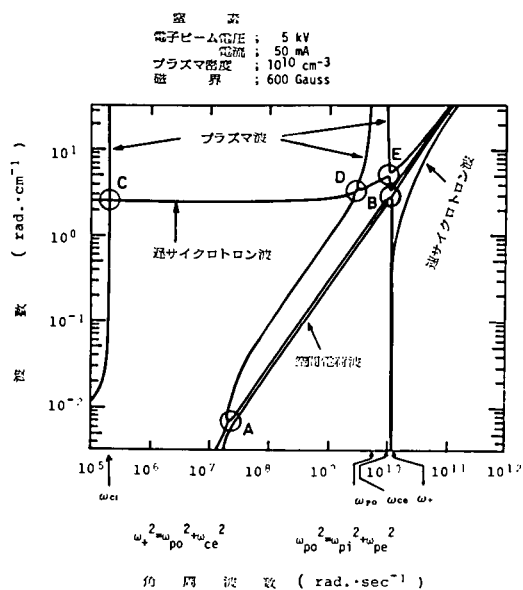


図3-4. 磁界が存在するプラズマ中でのビームプラズマ相互作用の分散図の一例。
 領域A, CおよびDにおいて対流不安定性 (convective instability) が、
 領域BおよびEにおいて絶対不安定性 (absolute instability) が
 生じる。

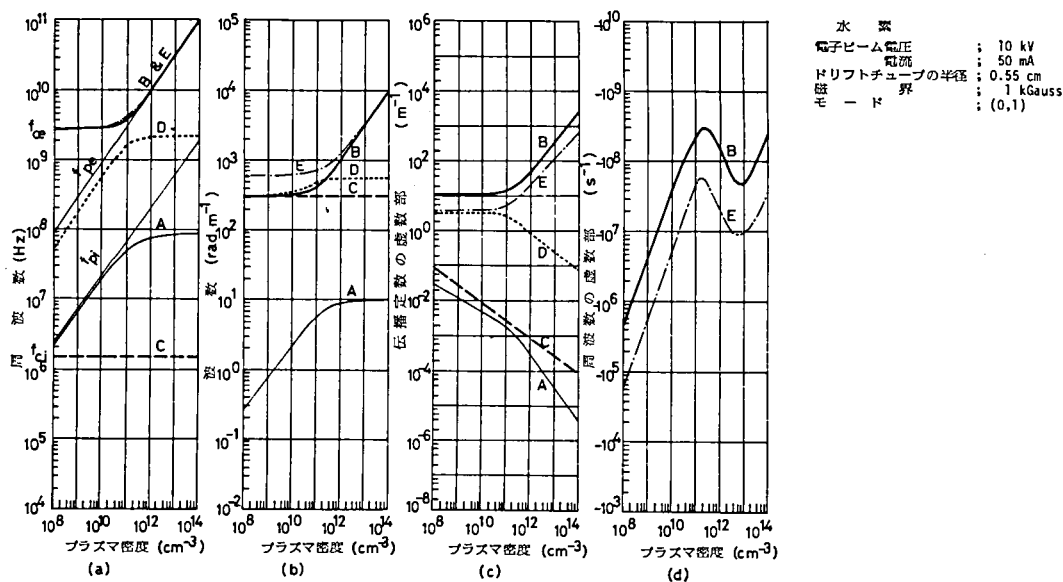


図3-5. プラズマ密度を変化させた場合の各相互作用領域A, B, C, DおよびEにおける実周波数
 (a), 伝播定数の実数部 (波数) (b), 伝播定数の虚数部 (c), および絶対不安定性に対する周波
 数の虚数部の計算値。この計算ではプラズマおよび中性粒子との衝突による影響を無視して
 いる。

図3-5は上述の相互作用領域においてプラズマ密度が変化した場合に、相互作用の実周波数、伝播定数の実数部(波数)、伝播定数の虚数部、絶対不安定性に対する周波数の虚数部の値変化の様子を示したものである。ただし、この場合には衝突による効果はないものとしている。不安定性の程度を示す伝播定数の虚数部や、周波数の虚数部の変化が示すように、絶対不安定を示す領域Bの相互作用が最も起き易いことがわかる。相互作用領域Bは、電子ビームの遅空間電荷波とプラズマ波とが相互作用をする領域である。相互作用の周波数は高ハイブリッド周波数 $f_+ = \sqrt{f_{po}^2 + f_{ce}^2}$ に極めて近い周波数である。ここに、 f_{ce} は電子サイクロトロン周波数、 f_{po} はプラズマ周波数を表わす。伝播定数の実数部や虚数部、実周波数や周波数の虚数部は電子サイクロトロン周波数とプラズマ周波数が同じ程度の値になるところで急激に変化する。これは、 $f_{ce} \gg f_{po}$ の場合には、相互作用領域Bに関するプラズマ波は、電子サイクロトロン周波数に関連したプラズマ波であるが、 $f_{ce} \ll f_{po}$ の場合には、相互作用領域Bに関するプラズマ波はプラズマ周波数に関連するようになるからである。通常の結合モード理論から予想されるように、正および負の群速度を持った波の結合では、それらの群速度の絶対値が大きければ大きいほど相互作用が強くなる。電子サイクロトロン周波数とプラズマ周波数の値が同程度の値になるとき、相互作用Bを生じる領域のプラズマ波の群速度は最大になるため、このときの絶対不安定性の強さの程度を示す周波数の虚数部の値も最大となる。

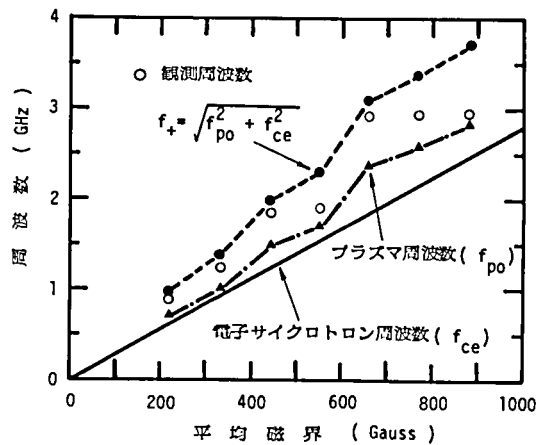


図3-6. ドリフトチューブの磁界を変化した場合、ビームプラズマ相互作用によって生じたマイクロ波の観測周波数。

図3-6は、ドリフトチューブの磁界を変化させた場合、ビームプラズマ相互作用によって生じるマイクロ波の周波数の観測値を示す。図3-5(a)で示したように、相互作用領域BおよびEの相互作用周波数は高ハイブリッド周波数 $f_{\pm} = \sqrt{f_{po}^2 + f_{ce}^2}$ にほぼ等しいかそれより少し低い値である。

一方、波数の観測値はプラズマ密度が $1 \sim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ のとき約 $2 \times 10^2 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$ であった⁵⁾。図3-5(b)における波数の計算値と観測値を比較すれば、このイオン源のビームプラズマ相互作用としては、主に、相互作用領域Bの絶対不安定性が生じているものと考えられる。

図3-5で求めたように、相互作用領域Bにおける絶対不安定性を示す量、すなわち、周波数の虚数部(以下 ω_{si} と略す)のプラズマ密度(以下 n_i と略す)に対する変化によって、ビームプラズマ電離における電離増殖作用を定性的に説明したものが図3-7である。横軸に n_i 、縦軸に ω_{si} を選ぶ。衝突効果を無視した計算に依る ω_{si} 曲線が、プラズマ密度 n_{\max} において ω_{si} の値が極大値 ω_{sim} を示す。一方、発振現象を抑える中性ガスとの衝突、クーロン衝突、高周波電界による効果等は総て衝突項として考えると、これらの全衝突効果は、プラズマ密度が増大するに従って、衝突周波数が急激に増大する。一般に、絶対不安定においては、導入された衝突項はその衝突周波数に比例して ω_{si} の値を小さくする性質があるため、⁹⁾ 図上に衝突項による効果と同じ平面上に描くことができる。これら2曲線にはさまれた領域、すなわち斜線により示した差が実効的な ω_{si} 、言い換えれば、時間的に発振が増大する程度を示す値である。以上のことを考慮すると、衝突項を零として得た ω_{si} 曲線と、衝突項による曲線との交点 n_{\min} と n_{i0} は次のような意味を持つ。ビームプラズマ系が n_{\min} 以下のプラズマ密度であれば発振は生じないが、何らか

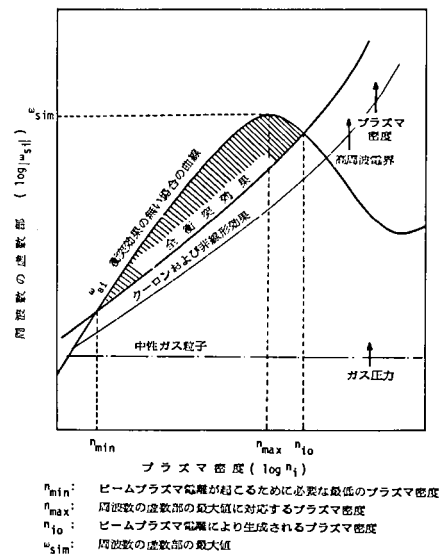


図3-7. ビームプラズマ電離における正帰還作用を説明する図。

の方法で n_{\min} 以上のプラズマ密度にして発振を生じさせればプラズマ密度が増大し、さらに、発振振幅が増大する正帰還がかゝり、 n_{i0} のプラズマ密度まで増大して定常に達すると考えられる。曲線が極大値を持つ形をしているため、定常プラズマ値 n_{i0} は、ほぼ極大値を示す n_{\max} に近いと考えられる。すなわち、ドリフトチューブ内のプラズマ密度を高くしたい場合には、 n_{\max} の値を大きくする様に外部条件を変化させる必要があると共に、 n_{\max} に対応する点で発振が持続するために、 ω_{sim} の値は十分大きい必要がある。一方、発振が開始するためには、初期条件として、閾値プラズマ密度 n_{\min} が必要である。

初期プラズマ密度を閾値プラズマ密度 n_{\min} 以上にするための積極的方法として、ガス圧力を高くしてプラズマ密度を増したり、コレクタからの2次電子または熱電子を電離断面積の大きな100eV程度に加速してドリフトチューブへ流し込み、電離を助成してプラズマ密度を上げる方法がある。前者の方法はガス効率やイオンの再結合等の点からあまり好ましくないが、後者の方法は比較的容易にビームプラズマ電離を生じさせることができ有効な方法である。

図3-8に、2次電子の加速のためのコレクタ・ドリフトチューブ間電圧の変化に対するプラズマ密度の変化を示す。30 V以上の電圧領域では、これらの2次電子による電離断面積がドリフトチューブ内に閾値プラズマを生成するに十分な値を持つようになり、プラズマ密度はビームプラズマ電離が生じることにより急激に増加している。このようにして得られるプラズマ密度は、単に電子ビーム電子の衝突電離によってできるプラズマ密度に比べて、100倍以上のプラズマ密度が得られる。また、ビームプラズマ電離領域において飽和しているプラズマ密度の値は、 $n_i - \omega_{si}$ 曲線から計算される n_{max} の値によく一致する。

ビームプラズマ電離の効率を高め高密度のプラズマを得るためには、まず、低い n_{min} でも発振が容易に生じるように、低いプラズマ密度における ω_{si} の値は大きい方がよい。さらに、 n_{max} が高くなると同時に、プラズマ密度の広い範囲にわたって ω_{si} の値ができるだけ大きくなるような電子ビーム電流、電子ビーム電圧、磁界等の外部条件を見い出す必要がある。

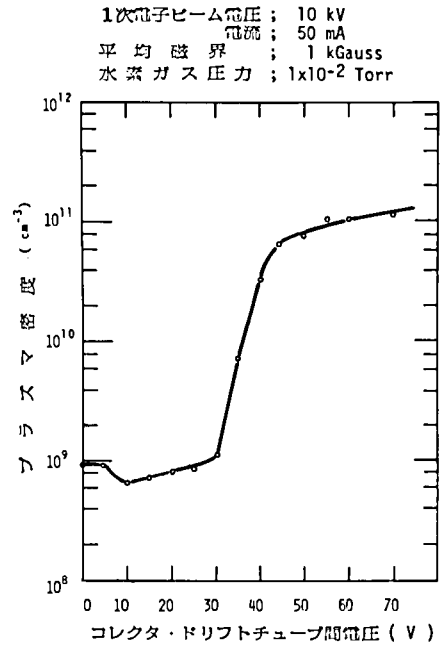
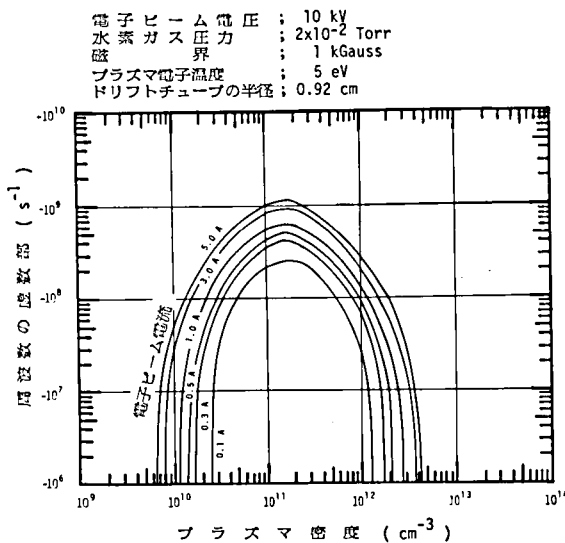
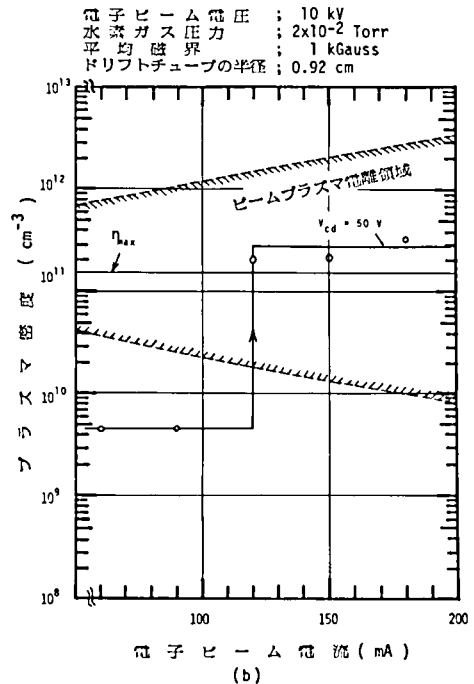


図3-8. コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化したときのドリフトチューブ内に生成されるプラズマ密度。

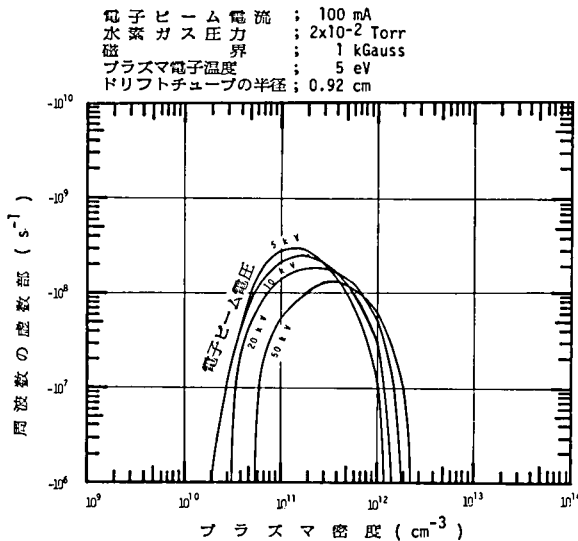


(a)

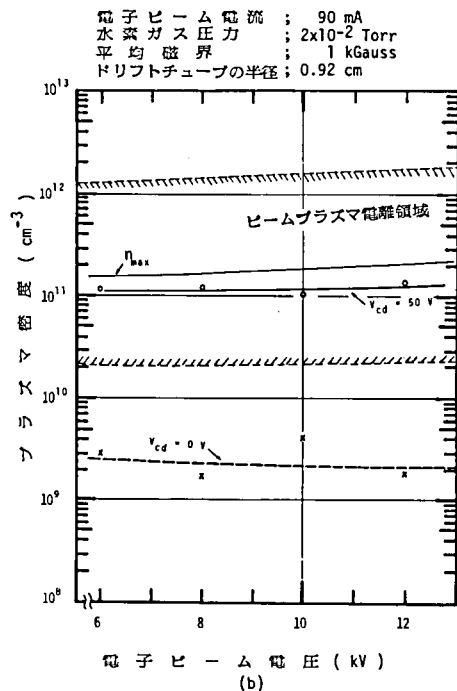


(b)

図3-9.(a) 電子ビーム電流をパラメータとしたプラズマ密度の変化に対する絶対不安定性の周波数の虚数部の計算値。
(b) 電子ビーム電流の変化に対するプラズマ密度の測定値。

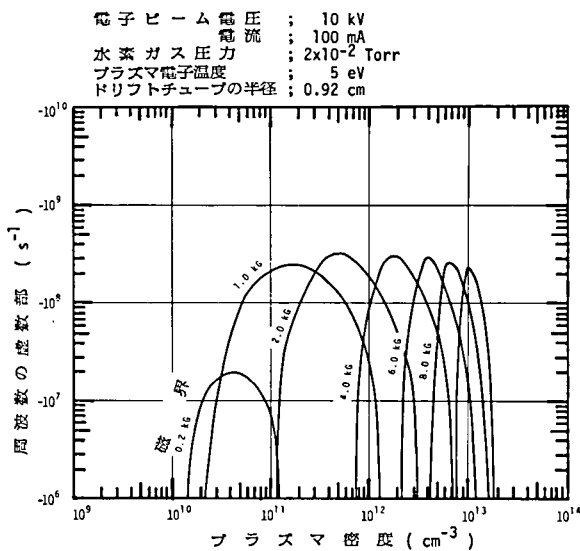


(a)

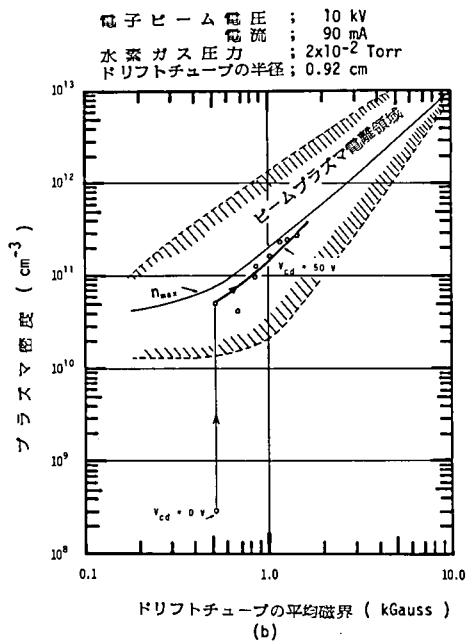


(b)

図3-10(a) 電子ビーム電圧をパラメータとしたプラズマ密度の変化に対する絶対不安定性の周波数の虚数部の計算値。
 (b) 電子ビーム電圧の変化に対するプラズマ密度の測定値。



(a)



(b)

図3-11(a) 磁界をパラメータとしたプラズマ密度の変化に対する絶対不安定性の周波数の虚数部の計算値。
 (b) 磁界の変化に対するプラズマ密度の測定値。

図3-9(a), 3-10(a)および3-11(a)に, それぞれ電子ビーム電流, 電子ビーム電圧および磁界をパラメータとしたときのプラズマ密度の変化に対する絶対不安定性の周波数の虚数部の値の計算値を示す。^{9), 11)} これらの曲線は, プラズマ電子と中性粒子および荷電粒子との衝突による影響を考慮に入れて計算を行っている。また図3-9(b), 3-10(b)および3-11(b)は, それぞれ電子ビーム電流, 電子ビーム電圧および磁界を変化したときのプラズマ密度の測定値を示す。¹¹⁾ 図中, n_{i0} および n_{\min} による曲線にはさまれた斜線を施した領域は, ビームプラズマ電離によって到達し得るプラズマ密度の領域である。また, 計算値の n_{\max} の値も図中に示した。図3-9(a)からもわかるように, 電子ビーム電流に対する ω_{si} の曲線は, 電流の $1/3$ 乗に比例して ω_{si} の値が平行移動する形をしている。従って, n_{\max} は電流が変化しても変わらないが, n_{\min} は低くなり n_{i0} は増加する。電流が多い場合には, 容易に発振は開始し, また, 持続することができる。図3-9(b)の測定に示すように, 電子ビーム電流の少ない時にビームプラズマ電離が生じていなくても, 電子ビーム電流が増すことによって n_{\min} が小さくなり, ビームプラズマ電離の状態に入れることもできる。図3-10(a)の電子ビーム電圧が変化したときの $n_i - \omega_{si}$ の理論曲線によれば, 電子ビーム電圧の増加に対して n_{\max} はわずかに増加するが, 逆に, 全体の ω_{si} の値が減少する傾向にある。しかし, ビームプラズマ形イオン源においては, 電子ビーム電圧は, イオン引き出し電圧を兼ねているために, 電圧を極端に低くすることは得策ではない。これらのことから, 電子ビーム電圧にはイオン源として上限と下限があり, 使用目的に従って電子ビーム電圧を決める必要がある。図3-10(b)には, 電子ビーム電圧が変化したときのプラズマ密度の測定値を示すが, 電圧が6 kVから12 kV程度の変化の範囲内では, ω_{si} の値はほとんど変化しないため測定値もほぼ一定である。図3-11(a)には, 磁界を変化したときの $n_i - \omega_{si}$ の理論曲線を示す。磁界が強い時には, n_{\max} は, 磁界の2乗に比例して増加する。これは, n_{\max} が電子サイクロトロン周波数(磁界の1乗に比例)とプラズマ周波数(プラズマ密度の $1/2$ 乗に比例)が同程度になる条件のプラズマ密度であることによる。磁界が増加すれば, $n_i - \omega_{si}$ 曲線全体がプラズマ密度の高い部分へ移動するような変化をし, n_{\min} も同時に高くなる。高いプラズマ密度を得ようとする場合, 強い磁界においてビームプラズマ電離を生じさせる必要があるが, 強い磁界においては n_{\min} が高く, 発振の開始が困難となるので, 何らかの方法で発振の開始および持続を行わねばならない。その1つの方法として, 次のような手法を用いることもできる。すなわち, まず閾値プラズマ密度の低い弱い磁界の領域の適当な条件のもとで, ビームプラズマ電離により, 強い磁界の領域において必要な閾値プラズマ密度を作り, 次に, ビームプラズマ電離を維持しつつ磁界を連続的に増加することによりプラズマ密度を増加させる。図3-11(b)に示す実験では $V_{cd} = 0$ Vの低プラズマ密度の状態から, $V_{cd} = 50$ Vの電圧の印加により動作条件をビームプラズマ電離領域に設定し, この状態で磁界を連続的に増加した場合のプラズマ密度の変化の様子を調べた。プラズマ密度の増加の傾向は, 理論値 n_{\max} の示す傾向と比較的良好に一致することがわかる。この方法によれば, 強い磁界の領域において閾値プラズマ密度を低くするために過大な電子ビーム電流を必要とすることはなくなり, 比較的低い電子ビーム電流で効率良く高密度プラズマが作られると考えられる。当然のことではあるが, 磁界の増加とともに電子ビーム電流を増加すればビームプラズマ電離領域は拡大し, マイクロ波発振現象は強められるので, より安定な動作が期待できる。以上のような理論計算と基本的な実験から, 電子ビーム電圧2~50 kV, 電子ビーム電流0.1 A以

上、磁界 2 k Gauss 以上では、ビームプラズマ電離によって $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の高密度プラズマを得られることが期待される。

3-2-2. エネルギーの流れ

イオン源のプラズマ生成機構においては、多くのエネルギー状態があり、また、それらのエネルギーが有効な電離に利用される以外に種々の損失にも費される。従って、イオン源プラズマ生成機構を考えると、エネルギーの流れを追うことによって効率のよい電離方式の検討等を行うことができる。¹²⁾ ビームプラズマ電離のように、多くのエネルギー状態が複雑に電離過程に介在している場合には、エネルギーを主体とした流れを考えることによって、電離機構そのものの説明にも利用することができる。

図 3-12 にビームプラズマ形イオン源のビームプラズマ電離における詳細なエネルギーの流れ図を示す。図には、ビームプラズマ電離に介在するエネルギー状態およびそれらを結ぶ各過程に番号を付けて示した。以下これらについて略述する。

①直流電力：直流電力として存在するものであり、所定のプラズマ密度、電子温度等を維持するためのエネルギー源としての役割が大きい。1 次電子ビームおよびコレクタから放出加速される 2 次電子ビームのエネルギーがこれに相当する。

②交流電力：ビームプラズマ相互作用によって生じる交流電力（マイクロ波電力）である。これが電離の主役をになうと考えられるので、①から②への交換効率は大い程良い。①から②への変換には、場合によっては遅波回路・ビーム相互作用（進行波管や後進波管等）を用いることもできる。

③プラズマ：電離したプラズマ状態であって、エネルギーを保持している。イオン源の立場からすれば、高密度大電流イオンビームを得るためにプラズマ密度および電子温度が高く、また、エミッタンスの小さな良質のイオンビームが引き出せるようにイオン温度が低いことが望まれる。ビーム

プラズマ電離においては、プラズマの中で、②のマイクロ波によって加熱されて高いエネルギーを持

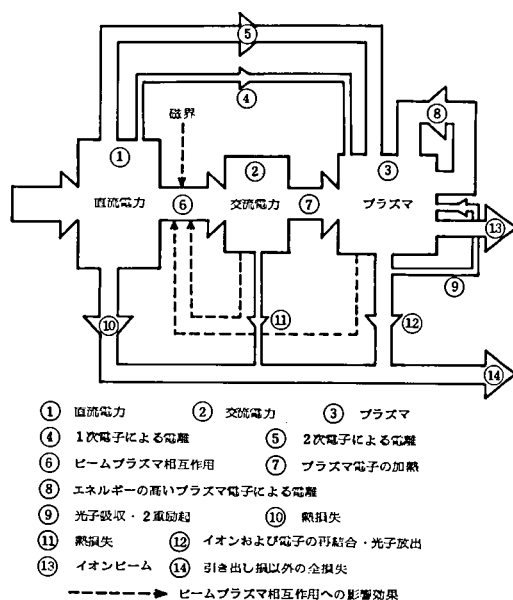


図 3-12. ビームプラズマ電離の詳細なエネルギーの流れ図。

った電子が主に電離を行うため、エネルギーの高い電子を多く含むプラズマであることが望まれる。このプラズマ状態は、磁界や容器の大きさによって、状態が左右されることに注意しなければならない。

④ 1次電子による電離：1次電子による、衝突電離機構である。

⑤ 2次電子による電離：2次電子による、衝突電離機構である。この2次電子は、コレクタである金属表面に衝突する高エネルギーの1次電子ビームによって放出加速されるものであるが、数10～数100 eV程度のエネルギーを持つので、中性分子や原子の1価イオンを生成する電離断面積が極めて大きい。

⑥ ビームプラズマ相互作用：電子ビームの直流電力が、ビームプラズマ相互作用等を通して交流電力に変換される機構である。適当な条件を選べば、交流電力は電離を効率良く行うことが可能であるため、

⑥による電力変換機構はより大きく働くことが望ましい。ビームプラズマ相互作用による電力変換効率 η は、系全体の波、荷電粒子、中性粒子を考慮して解かれねばならない。ポアソンの式や輸送方程式を用いる場合、非線形微分方程式となるが、簡単な目安としては次項に示すように線形化した微分方程式を用いて、これより得られる分散式をもとに直流電力から交流電力への変換の潜在力を知ることができる。

⑦ プラズマ電子の加熱：交流電力が、プラズマ粒子、特にプラズマ電子を加熱し、さらに⑧の経路を経て電離に寄与する機構である。プラズマ中に交流電力を存在させることは一般的に言って困難であるが、交流電力の波すなわち電磁波の周波数が ω_{ce} または ω_{po} である場合には、交流電力はプラズマ内の電子にエネルギーを吸収させることが可能である。条件によっては、 ω_{ce} や ω_{po} とかなり異なる周波数においてもプラズマ電子にエネルギーが吸収される場合もある。ビームプラズマ相互作用の場合には、不安定性の起こる周波数が ω_{ce} や ω_{po} に近いことが多いので、プラズマ電子は容易に加熱されるものと考えられる。また、⑦の機構が直接電離機構として働くには、プラズマ内に存在する高周波電圧は少なくとも電離電圧以上でなければならない。従って、電界により加速されたプラズマ粒子と中性粒子との単なる衝突によるエネルギー損失機構も存在する。

⑧ エネルギーの高いプラズマ電子による電離：プラズマ中の高いエネルギーを持つ電子が中性粒子やイオンに衝突し、相手を電離させる機構である。この機構はビームプラズマ電離の特色を良く示すもので、ビームプラズマ相互作用の不安定量が一般にプラズマ密度の増加関数であるため、正帰還ループを描いている。従って、プラズマ密度を増加させるような条件の変化、例えば、ガス圧力、ビーム電流、磁界の変化に対して飛躍的にプラズマ密度は増大する。（この電離機構によるイオン生成率については3-2-4項参照）

⑨ 光子吸収・2重励起：プラズマの再結合過程により生じた光子や、2重励起によって起きる電離現象である。しかし、この電離機構の生じる確率は極めて少ない。

⑩ 熱損失：電子ビームのエネルギーが中性粒子の電離および交流電力に使用されず、熱損失となるものである。

⑪ 熱損失：交流電力の波はプラズマ内に閉じ込められるわけではなく、管壁への熱損失、穴からの電力損失が存在する。交流電力が有効に使われるためにプラズマ生成室のQ値の高いことが望まれる。

⑫ イオンおよび電子の再結合・光子放出：再結合過程によるプラズマの消滅過程である。プラズマ中ではイオンとプラズマ電子の再結合、シース面を通してのイオンの壁面への消滅（再結合）があるが、通常の

イオン源プラズマでは後者が優勢である。プラズマ中の再結合には、光量子放射を伴う放射再結合と3体再結合が存在する。¹³⁾ この時放出される再結合エネルギーの一部は中性粒子またはイオンの光量子吸収や2重励起による電離過程によって再び電離に用いられるが、この過程の確率はイオン源プラズマの場合極めて小さい。¹⁴⁾ 壁面での消滅(再結合)では再結合エネルギーは壁面に吸収されるため、その総てが損失となる。この過程はプラズマと壁面の間のシープ面を通して行われるため、壁面の状態やプラズマの電子温度によってその性質が決まる。強い磁界に垂直な方向への荷電粒子の運動は制限されるので、プラズマ粒子の損失を少なくするためにプラズマ生成室壁面はできるだけ磁界に垂直な方向とするのがよい。ビームプラズマ形イオン源のプラズマ生成室であるドリフトチューブは、磁界の方向に細長い円筒状であって、壁面は総て磁界に垂直であり、プラズマの損失をできるだけ抑える構造としている。

⑬イオンビーム：電界その他によってプラズマ容器から引き出されるイオンビームであって、イオン源の目的とするものである。

⑭引き出し損以外の全損失：入力電力のうち、イオンビームの引き出しによる電力損以外に有効に使用されなかったものゝ総和である。このほとんどが熱損失であるが、一部として容器外へのマイクロ波放射や光放射がある。

以上、ビームプラズマ電離におけるエネルギー状態とそれらを結ぶ各過程について個々に説明を加えた。ビームプラズマ電離では、上述の各電離機構の中で⑧で示されるもの、すなわち、電子ビームの直流電力がビームプラズマ相互作用によってマイクロ波電力に変換されそのマイクロ波がプラズマ電子を加熱して高いエネルギーを持ったプラズマ電子が中性粒子を電離する過程が主である。このことは、3-2-4項に示すように、イオン源プラズマの生成に重要と思われる電子による電離過程のイオン生成率の比較によっても明らかである。一般に、大電流でしかも質の良いイオンビームを得るためには、プラズマ密度と電子温度が高く、イオン温度の低いプラズマが要求される。このようなプラズマを作る効果的な方法としては、プラズマ電子の選択的加熱をして電離を行うマイクロ波放電がある。ビームプラズマ形イオン源はビームプラズマ電離と言う効果的な電離方法の源であるマイクロ波電力を自ら発生する、マイクロ波自蔵形のイオン源である。しかも、発生したマイクロ波は電子サイクロトロン周波数に近い周波数であり、発生と同時に効率よくプラズマ中の電子に吸収されるため、外部からマイクロ波を導入する一般のECR形に比べると、マイクロ波を導入する際に生じる波の反射等の問題がなく、電力をより効率よく電離に利用し得る。また、マイクロ波発生の源となるビームプラズマ相互作用は、生成されるプラズマの密度に依存し、その帰還作用によって高密度で安定なプラズマが生成される。

3-2-3. ビームプラズマ相互作用

電子ビームである直流電力の状態からイオン源プラズマの生成に最も有効な電力状態であるマイクロ波への変換過程をつかさどるビームプラズマ相互作用は、ビームプラズマ電離機構の中で最も重要な役割を果たす。ここでは、ビームプラズマ相互作用を解析する際に本質的な部分を把握しやすい形式とするために、複雑な解析条件や仮定を使用せず、できるだけ簡単な表現と解析方法を用いてビームプラズマ相互作用を論じる。

一般的に、プラズマ物理学の立場からは、電子ビームとプラズマとの相互作用に関しては、電子ビーム

によるプラズマの生成を論ずるよりプラズマ中にビームを導入することから生じる不安定性波動やその波動の伝播について関心が持たれてきた。従って、電子ビームを考慮した分散式から出発し、周波数 ω と伝播定数 β との関係を考察することができる線形理論は既に数多く報告されている。^{8), 9), 15) - 18)} また、これらの理論は実験とも良い対応を示している。^{9), 19) - 22)}

これらの実験では、理論との対応を容易にするため、系の状態をできるだけ乱さないように電子ビームをパルス的に導入するなどしてプラズマ密度を一定に保ち、波動の時間的、空間的变化を測定することが行われている。しかし、ビームプラズマ電離におけるビームプラズマ相互作用を論じる場合には、プラズマ中の不安定性波動の問題だけを考察するのが目的ではなく、その不安定性波動を利用した増殖電離作用を主に注目しているので、電子ビームは常時導入しており、プラズマ密度は動作条件によって大きく変化する。電離機構を含めた不安定性波動の問題を考察することは一般に複雑であるが、ここでは、電離に伴って変化するプラズマ密度に注目して、プラズマ密度が変化するビームプラズマ系として取り扱う。

1) 分散式

ビームプラズマ形イオン源のドリフトチューブ内のプラズマとビームを近似的に図3-13のように見なし、以下のように取り扱う。

- (1) プラズマは半径 b の完全導体のドリフトチューブ内一様に密度 n_i で満たされた完全電離の冷プラズマである。
- (2) 電子ビームは半径 b で一様に分布し、チューブ内の縦方向(z 方向)に同一の速度 v_b を持っている。
- (3) 磁界 B は z 方向に沿って一様である。
- (4) 総ての量は $\exp\{j(\omega t - \beta z)\}$ で変化し、小振幅理論が適用できる。

この仮定のもとで準静的近似を行うと、電界 E はスカラーポテンシャル φ の傾きとして表わされる。

$$E = -\nabla\varphi. \quad (3-1)$$

プラズマの誘導率テンソルを ϵ と表わすと、マックスウェルの方程式から次式を得る。²³⁾

$$\nabla \cdot D = \nabla \cdot (\epsilon \cdot E) = 0. \quad (3-2)$$

D は電束密度である。直角座標において誘導率テンソル ϵ は、

$$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} K_{\perp} - K_x & 0 \\ K_x & K_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & K_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (3-3)$$

と与えられる。このテンソル要素は次のように表わされる。²⁴⁾

$$K_{\perp} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}. \quad (3-4)$$

$$K_x = j \left[\frac{\omega_{pi}^2 \omega_{ci}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ci}^2)} - \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \right] \quad (3-5)$$

$$K_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{po}^2}{\omega^2} \quad (3-6)$$

$$\omega_{po}^2 = \omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2$$

ここで、 ω_{pe} 、 ω_{pi} はそれぞれ電子、イオンのプラズマ角周波数、 ω_{ce} 、 ω_{ci} はそれぞれ電子、イオンのサイクロトロン角周波数である。さらに、ビームを考慮したときの誘電率テンソルの要素は、次のように表わされる。

$$K_{\perp}^0 = K_{\perp} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - \beta v_b)^2 - \omega_{ce}^2} \quad (3-7)$$

$$K_x^0 = K_x - j \frac{\omega_{pb}^2 \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (3-8)$$

$$K_{\parallel}^0 = K_{\parallel} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - \beta v_b)^2} \quad (3-9)$$

ここで、 ω_{pb} はビームのプラズマ角周波数である。式 3-2 を z 方向とそれに垂直な平面内との 2 つに分けて考える。垂直な平面内におけるラプラシアンオペレータを ∇_{\perp}^2 、垂直方向の波数を p とすれば、式 3-2 は次のようになる。

$$\nabla_{\perp}^2 \varphi + p^2 \varphi = 0 \quad (3-10)$$

p に関しては次の固有方程式を得る。

$$\frac{p^2}{\beta^2} = - \frac{K_{\parallel}^0}{K_{\perp}^0} \quad (3-11)$$

これが求める分散式である。電界に対する境界条件は、側面で $\varphi = 0$ である。これは p^2 の値を決定し、その値はドリフトチューブの形にだけ依存し、正の実定数となる。円断面を持つ導波管中の式 3-10 の解は次式で表わされる。

$$\varphi(r, \phi) = A J_n(\beta r) e^{jn\phi} \quad (3-12)$$

ここで、 r は半径、 ϕ は方位角、 A は任意の定数、 n は整数である。 φ の境界条件は、

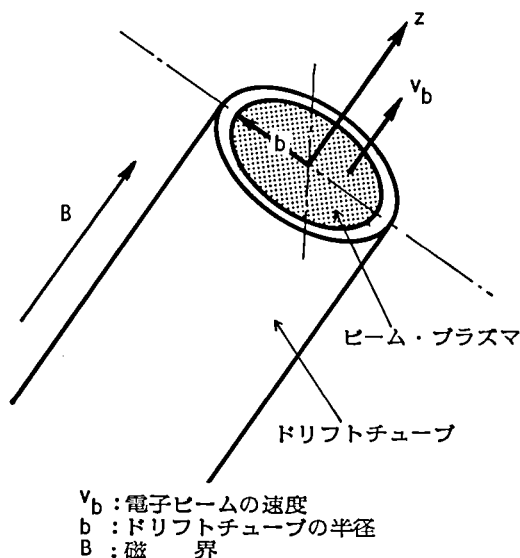


図 3-13. ドリフトチューブ内のビームとプラズマ。

$$pb = \epsilon nm \quad (3-13)$$

であり、 ϵnm はベッセル関数 $J_n(x) = 0$ の m 番目の根である。

式 3-11 をビームのない場合、すなわち、 K_{\parallel}^0 、 K_{\perp}^0 の代りに K_{\parallel} 、 K_{\perp} で解くと、プラズマ波の分散を表わす。 $\omega_{pb} \rightarrow 0$ とみなされる非常に微少のビームのときは、相互作用による不安定性はプラズマ波が次の各式を満たすサイクロトロン波、または、空間電荷波の交点において起こりうる。

$$\omega - \beta v_b \simeq \pm \omega_{ce} \quad (3-14)$$

$$\omega - \beta v_b \simeq 0 \quad (3-15)$$

実際には空間電荷波は

$$\omega - \beta v_b = \pm \omega_{pb} \quad (3-16)$$

で表わされる遅空間電荷波と速空間電荷波との 2 つの波からなり、それぞれ、式 3-16 の $+\omega_{pb}$ 、 $-\omega_{pb}$ に対応する。同様に式 3-14 の $+\omega_{ce}$ 、 $-\omega_{ce}$ に対し、それぞれ遅および速サイクロトロン波が対応する。

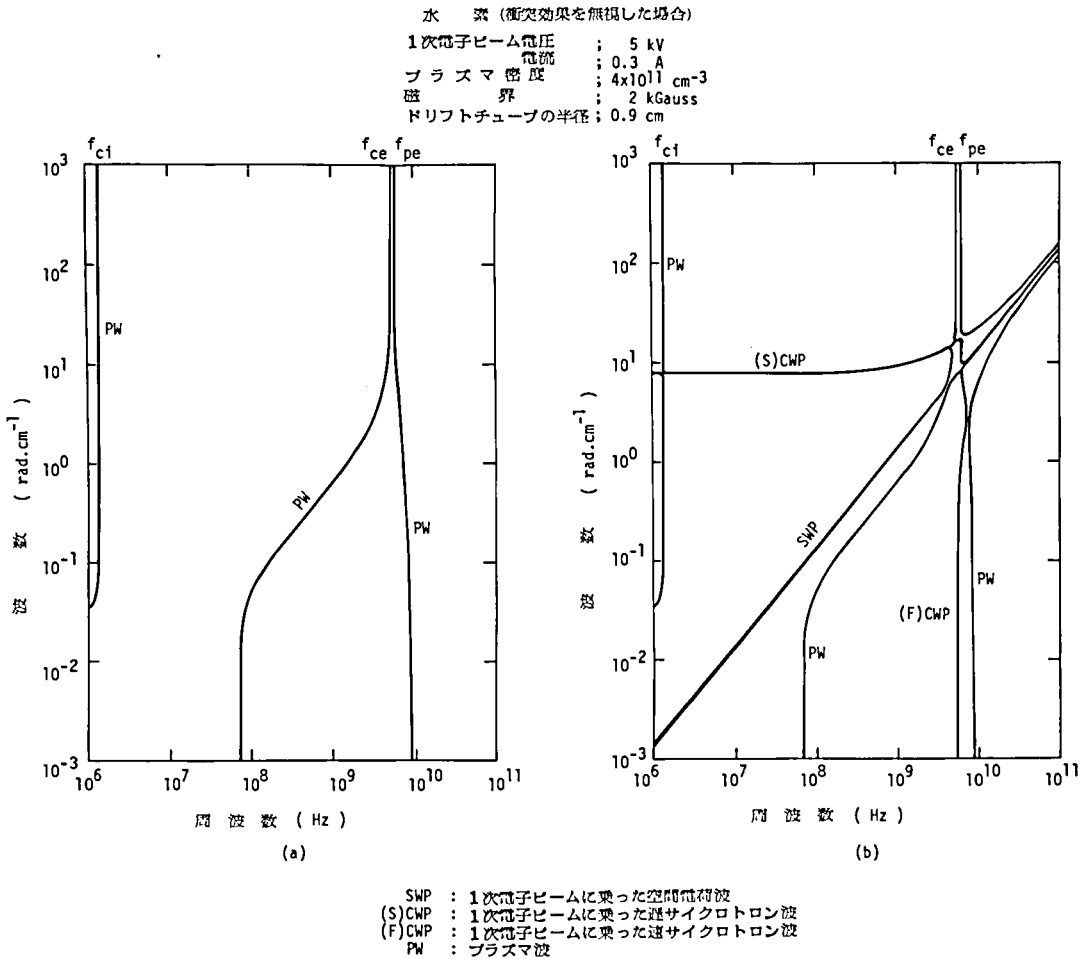


図 3-14. (a)プラズマ系の分散図と(b)ビームプラズマ系の分散図。

プラズマだけが存在する場合の分散図を図3-14(a)に示す。式3-11において $K_{\parallel}^0 \rightarrow K_{\parallel}$, $K_{\perp}^0 \rightarrow K_{\perp}$ として式3-13のベッセル関数の根 ϵ_{01} に関し、周波数の実数部に対する波数の実数部を描いたものである。図3-14(b)には、プラズマ中に電子ビームが存在する場合の分散図を示す。一般に、速波とプラズマ波との間では能動結合をしないので、遅空間電荷波および遅サイクロトロン波とプラズマ波との交点である5つの相互作用領域で能動結合を生じる。これらがどのような形の不安定性であるかは、次項に示す不安定性判別法によって知ることができる。

ii) 不安定性判別法

周波数 ω と伝播定数 β との関係式、すなわち、分散式を求めた場合、問題となるのが分散式における β と ω の虚数部である。従来、時間的な変化を求める立場からは、分散式において β を実数として ω の複素根を求め、 ω の虚数部 ω_i が負であれば時間的に増大する波とした。空間的な変化を求める立場からは、同様に ω を実数として β の複素根を求め、 β の虚数部 β_i が正であればビームの進行方向へ空間的に増大する波であるとした。前者はプラズマ物理学の分野で、後者は工学的な分野で、個々の研究に適するよう別々に考察されていた。Briggsは両者をともに考慮し、厳密な数学的基礎付けを行い、ビームプラズマ相互作用の理論を集成した⁹⁾。ここでは、それによる不安定性判別法の概略を述べる。

系の変化が $\exp \{j(\omega t - \beta z)\}$ で表わされるとすると、周波数 ω と波数 β の間の関係は分散式

$$\Delta(\omega, \beta) = 0 \quad (3-17)$$

によって与えられる。Briggsは無限に長い系を取り扱い、起こる不安定性を時間的にはある時刻に、空間的にはある場所で発生した擾乱の応答として表わした。不安定が起こりうる系では、擾乱の時間的変化と空間的变化には異なった2つの現象がある。1つは、空間のどの点でも擾乱が時間的に大きくなっていく絶対不安定性である。他は、ある点では擾乱は最大値に達した後時間とともに減少してゆくが、全体としては擾乱は時間とともに大きくなりつゝ空間を伝播していく対流的不安定性である。これらの不安定性における擾乱の時間的および空間的变化の様子を、図3-15に示す。進行波管の解析等においてよく用いられる表現の増大波、すなわち、連続波の振幅が位置的に増大する波は、擾乱の源が連続的であるとの違いだけで、不安定性としては対流的不安定性と同一のものであることが示される。系が絶対不安定性を持たない場合は、後述するように、実数の ω に対する β の値を知ることによって不安定性を判別できる。絶対不安定性のある場合には、 ω に虚数部を付加した ω 平面から β 平面への写像において、鞍形点 (saddle point) を持つ。 ω 平面から β 平面への写像による不安定性の判別法は次のようである。

a) 鞍形点 (ω_s, β_s) が存在し、 ω_s の虚数部 ω_{si} が $\omega_{si} < 0$ で、実数部 $\omega_r = \omega_{sr}$ に保ったまま ω_i を $-\infty$ から ω_{si} まで変化させたとき、 β 平面で β の2つの根がその上半平面と下半平面とから移動し交わるときに限って、その系は絶対不安定性を持つ。概略を図3-16に示す。

このような鞍形点が2つ以上ある場合には、最も大きな $|\omega_{si}|$ を持つ鞍形点が主要な絶対不安定性を占める。この写像において鞍形点がないときは、系は絶対不安定性でなく増大波あるいは減衰波が存在しうる。その判別法は次のようである。

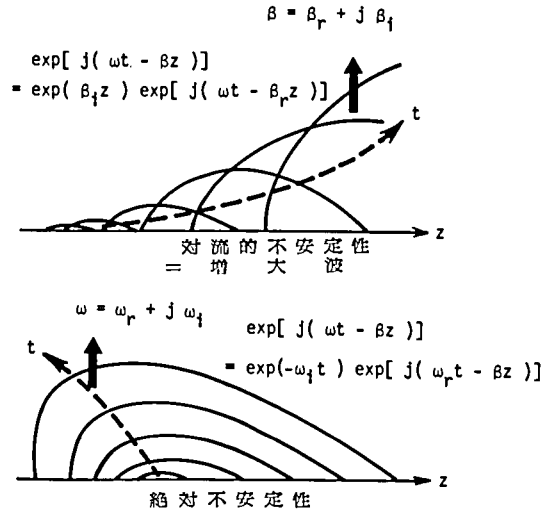


図 3-15. 絶対不安定と対流的不安定
(増大波)との比較。

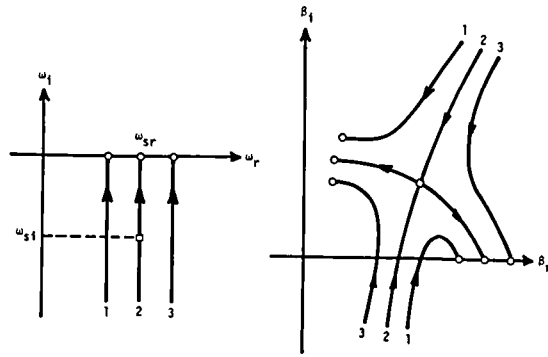


図 3-16. 絶対不安定性。

b) ω が実数のときの β が, ω_r を一定にして ω_i を $-\infty$ から 0 に変化させたとき, 他の半平面から $\beta_i = 0$ を横切って動いてきた分枝であるならば, 増大波を表わす。同じ半平面内でしか動かないならば, 減衰波を表わす。概略を図 3-17 に示す。

ω の実数に対する分枝端の値 β の虚数部 β_i が $\beta_i > 0$ のとき, 増大波であれば, z の正の方向に,

減衰波であれば z の負の方向に波の伝播が起こる。 $\beta_i < 0$ の時はその逆である。

iii) 能動結合の解析

プラズマ中に一方向だけの電子ビームが存在する場合、ビームプラズマ相互作用によって能動結合が生じる波の交点として図 3-4 にも示したように、A, B, C, D, E の 5 つの相互作用領域がある。前項に示した不安定性判別法を用いることにより、相互作用領域 A, C, D においては対流的不安定性、相互作用領域 B, E においては絶対不安定性が起こる。例えば、相互作用領域 B について、前項に述べたように周波数の複素平面から伝播定数複素平面へ実際に写像を行った一例が図 3-18 である。図からも明らかのように、伝播定数複素平面上で鞍形点を持ち、それに対応する周波数の虚数部の値が負であり、明らかに絶対不安定性であることを示している。以下、図 3-4 に示した各相互作用領域に対応する不安定性の強さを示す、対流的不安定性に対する伝播定数の虚数部、絶対不安定性に対する周波数の虚数部等の解析法を示す。

A. 空間電荷波と中間周波数領域のプラズマ波との相互作用による近似分散式は次式で与えられる。

$$\left(\beta - \frac{\omega}{v_b}\right)^2 (\beta - \beta_0(\omega)) = -\frac{\omega_1 \cdot \omega_{pb}^2}{2 v_b^3 (-K_{\parallel})}. \quad (3-18)$$

ここに $\beta_0^2(\omega) = -p^2 \frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}}$ を表わす。

式 3-18 の形式の分散式は、結合理論 (coupling mode theory) から明らかのように、対流的不安定性を示し、空間電荷波とプラズマ波の交点の周波数を ω_1 とすれば、伝播定数の虚数部の最

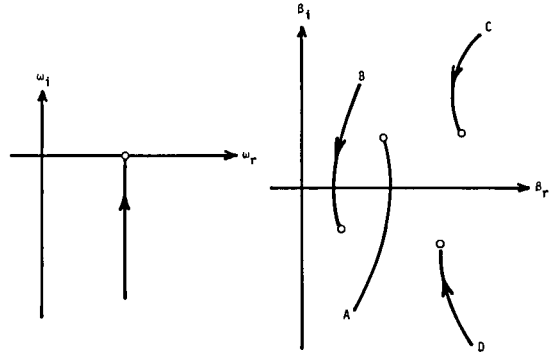


図 3-17. 増大波 (A, B) と減衰波 (C, D)。

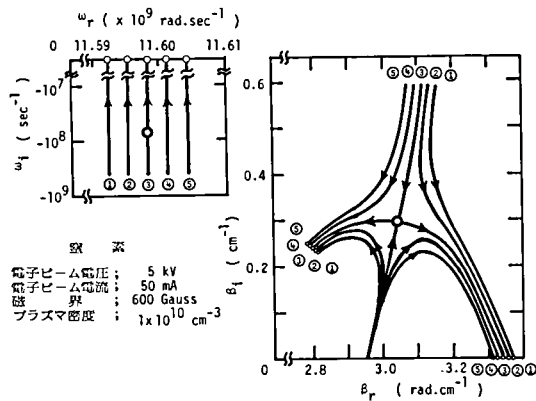


図 3-18. 相互作用領域 B における絶対不安定性。

大値 β_{imax} およびその時の波数 β_r は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \beta_{imax} &= \frac{3^{1/2}}{2^{4/3}} \frac{\omega_1^{4/3}}{\omega_{po}^2 - \omega_1^2} \circ \\ \beta_r &= \frac{\omega_1}{v_b} + \frac{1}{\sqrt{3}} \beta_{imax} \circ \end{aligned} \right\} \quad (3-19)$$

上式から明らかなように、プラズマ密度が増加するに伴い β_{imax} は減少する。

B. 空間電荷波と高周波領域のプラズマ波との相互作用による近似分散式は次式で与えられる。

$$\left(\beta - \frac{\omega}{v_b} \right)^2 (\beta - \beta_0(\omega)) = \frac{\omega_2^3 \cdot \omega_{pb}^2}{2 v_b^3 (\omega_2^2 - \omega_{po}^2)} \quad (\equiv k_0^3) \circ \quad (3-20)$$

式 3-20 の形式の分散式は、絶対不安定性を示し、そのときの周波数および伝播定数は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \omega_{si} &= -3^{1/2} \cdot 2^{-5/3} k_0 \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} \circ \\ \omega_r &= \omega_2 + 3^{-1/2} \omega_{si} \circ \end{aligned} \right\} \quad (3-21)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_{si} &= 3^{-1/2} \cdot 2^{-5/3} k_0 \left(\frac{2}{v_p} - \frac{1}{v_b} \right) \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} \circ \\ \beta_r &= \frac{\omega_2}{v_b} - 3^{-1/2} \beta_{si} \circ \end{aligned} \right\} \quad (3-22)$$

$$\text{ここに, } \frac{1}{v_p} = - \frac{\partial \beta_0(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_2} = \frac{(v_b^2 p^2 + \omega_2^2)(2\omega_2^2 - \omega_+^2)}{(\omega_2^2 - \omega_{ce}^2)(\omega_2^2 - \omega_{pe}^2)v_b}$$

$$\omega_+^2 = \frac{1}{2} \{ \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 - v_b^2 p^2 + \sqrt{(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 + v_b^2 p^2)^2 - 4 \omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2} \} \circ \quad (3-23)$$

$$\omega_+^2 = \omega_{po}^2 + \omega_{ce}^2 \circ$$

C. 遅サイクロトロン波と低周波領域のプラズマ波との相互作用による近似分散式は次式で与えられる。

$$\left(\beta - \frac{\omega + \omega_{ce}}{v_b} \right) (\beta - \beta_0(\omega)) = - \frac{p^2 \cdot \omega_{pb}^2 \cdot \omega_3^2}{4 \omega_{ce}(\omega_{ce} + \omega_3)(\omega_{po}^2 - \omega_3^2)} \circ \quad (3-24)$$

相互作用周波数 ω_3 において最大の伝播定数の虚数部の値を持つ。

$$\left. \begin{aligned} \beta_{imax} &= \frac{p \cdot \omega_{pb} \cdot \omega_3}{2 \sqrt{\omega_{ce}(\omega_{ce} + \omega_3)(\omega_{po}^2 - \omega_3^2)}} \circ \\ \beta_r &= \frac{\omega_3 + \omega_{ce}}{v_b} \circ \end{aligned} \right\} \quad (3-25)$$

上式から明らかなようにプラズマ密度の増加に伴い β_{imax} は減少する。

D. 遅サイクロトロン波と中間周波数領域のプラズマ波との相互作用による近似分散式は、相互作用領域 C におけるものと同一の式で与えられ、相互作用周波数 ω_3 を ω_4 とするだけでよい。

E. 遅サイクロトロン波と高周波領域のプラズマ波との相互作用による近似分散式は、次式で与えられる。

$$\left(\beta - \frac{\omega + \omega_{ce}}{v_b}\right) (\beta - \beta_0(\omega)) = \frac{p^2 \cdot \omega_{pb}^2 \cdot \omega_s^2}{4 \omega_{ce} (\omega_{ce} + \omega_s) (\omega_s^2 - \omega_{p0}^2)} \quad (=k_0^2) \quad (3-26)$$

このとき絶対不安定性を持ち、そのときの周波数および伝播定数は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \omega_{si} &= -2 k_0 \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} \\ \omega_r &= \omega_s \end{aligned} \right\} \quad (3-27)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_{si} &= k_0 \left(\frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_b} \right) \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} \\ \beta_r &= \frac{\omega_s + \omega_{ce}}{v_b} \end{aligned} \right\} \quad (3-28)$$

$$\text{ここに } \frac{1}{v_p} = \frac{\{ v_b^2 p^2 + (\omega_s + \omega_{ce})^2 \} (2 \omega_s^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2) \omega_s}{(\omega_s^2 - \omega_{ce}^2) (\omega_s^2 - \omega_{pe}^2) (\omega_s + \omega_{ce}) v_b} \quad (3-29)$$

これらの解析を用いて、プラズマ密度の変化に対する実周波数、伝播定数の実数部および虚数部、絶対不安定性に対する周波数の虚数部を計算した一例が図3-5である。

IV) 衝突効果を考慮した分散式

ビームプラズマ形イオン源におけるビームプラズマ系において、プラズマ粒子やビーム電子が中性粒子あるいはそれらの相互間での衝突が多くある場合、一般に不安定性、すなわち、発振は抑制される。衝突が不安定性の強さを示す量に定量的にどのような効果を及ぼすかを調べるために、衝突項を考慮した分散式によって議論する必要がある。衝突効果としては、プラズマ電子と中性粒子、プラズマ電子とプラズマイオン間の衝突が重要で、電子・電子間、電子ビーム・中性粒子間、プラズマイオン・中性粒子間等の衝突効果は少ないと考えられる。Langevin によれば、衝突効果を電子の運動方程式に次式のように導入することができる。²⁵⁾

$$m_e \frac{dv}{dt} = e (E + v \times B) - m_e \nu_e \langle v \rangle \quad (3-30)$$

ここに、 ν_e は衝突周波数を表わす。プラズマ電子の衝突周波数 ν_e は次式で与えられる。

$$\nu_e \cong \langle \nu_m \rangle + \nu_{e+} \quad (3-31)$$

ここで、 $\langle \nu_m \rangle$ はプラズマ電子と中性粒子との有効衝突周波数、 ν_{e+} はプラズマ電子とプラズマイオ

ンとの衝突周波数である。例えば、水素ガスについて $\langle \nu_m \rangle$ および ν_{e+} は次の近似式で与えられる。^{26), 27)}

$$\langle \nu_m \rangle \cong 4.83 \times 10^9 \cdot P \cdot T_e^{0.72} \quad (3-32)$$

ここで、 P (Torr) は水素ガス圧力、 T_e (eV) はプラズマの電子温度である。

$$\nu_{e+} = 8.01 \times 10^{-7} \cdot n_i \cdot T_e^{-\frac{3}{2}} \{ 85.0 + 12.5 \log_{10} T_e - 4.18 \log_{10} n_i \} \quad (3-33)$$

ここで、 n_i (cm^{-3}) はプラズマ密度を表わす。式 3-31 が示すように、衝突周波数はガス圧力、プラズマ密度の増大によって増大する。

ビームプラズマ系を誘電媒質と見なし、プラズマ電子の衝突効果を式 3-31 によって評価することにより、円筒導波管内のビームプラズマ系の分散式は次式で与えられる。

$$p^2 = -\beta^2 (K_{\parallel}^0 / K_{\perp}^0) \quad (3-34)$$

$$pb = \epsilon_{nm} \quad (3-35)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ただし、} K_{\perp}^0 &= 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} - \frac{\omega_{pe}^2 (1 - j \frac{\nu_e}{\omega})^{-1}}{\omega^2 - \omega_{ce}^2 (1 - j \frac{\nu_e}{\omega})^{-2}} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - \beta v_b)^2 - \omega_{ce}^2} \\ K_{\parallel}^0 &= 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2 (1 - j \frac{\nu_e}{\omega})^{-1}}{\omega^2} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - \beta v_b)^2} \end{aligned} \right\} \quad (3-36)$$

上式の分散式を用いて、相互作用領域 B の絶対不安定性を示す周波数の値を解析すると、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \omega_{si} &= -3^{\frac{3}{2}} \cdot 2^{-\frac{5}{3}} k_0 \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} - \delta \nu_e \\ &= \left| \text{衝突効果のない場合の } \omega_{si} \right| - \delta \nu_e \end{aligned} \quad (3-37)$$

$$\begin{aligned} \omega_r &= \omega_s - 3 \cdot 2^{-\frac{5}{3}} k_0 \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} \\ &= \text{衝突効果のない場合の } \omega_r \end{aligned} \quad (3-38)$$

ここで δ は $\frac{1}{2} \leq \delta \leq 1$ であり、 $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$ で $\frac{1}{2}$ に近づき、 $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ で1に近づく変化の少ない係数である。式 3-37 から絶対不安定による波動の成長を示す ω_{si} が、プラズマ電子の衝突効果分 $\delta \nu_e$ だけ減少することがわかる。⁹⁾

3-2-4. イオン生成率

一般に、気体中の電離には主に次のような機構が存在する。(a) 電子との衝突による電離、(b) 正イオンとの衝突による電離、(c) 速い中性粒子との衝突による電離および(d) 光子による電離などである。¹⁴⁾ これらの電離機構の中で正イオンによる気体の電離は $10^3 \sim 10^4$ eVの速い正イオンにより行われる。電離の開始電圧は、イオンと中性粒子が同種のものであれば電離電圧の2倍であり、 $10^3 - 10^4$ eVまでその電離断面積は上昇する。ビームプラズマ系では平均イオン温度は1 eV以下と考えられるから、 10^2 eV以上のイオンは極めて少なく、この効果による電離は無視して良い。同様に、速い中性粒子による電離も無視することができる。また、ビームプラズマ系において存在する光子は、電離電圧近傍のエネルギーを持つかそれ以下のものが大部分である。光子・原子間の衝突は、その性質上、電子・原子間の衝突とは異なり、光子はある臨界波長、すなわち、最小エネルギーより0.1～1 eV多いエネルギーで最大確率を持って原子を電離する。しかし、光子による電離平均自由行程は、ガス圧力が 10^{-3} Torrで 5×10^2 cm以上であるため、ビームプラズマ系のプラズマ生成室の寸法を5 cmとしても、放射再結合によって生じた光子の中でプラズマ生成室内で電離に利用される確率は $\{1 - \exp(-\frac{5}{5 \times 10^2})\} \approx 10^{-2}$ であり、光子のほとんど総てが壁面等で損失として失われる。従って、ビームプラズマ系では光子による電離も無視することができる。一方、電子との衝突による電離は2-2-3項でも示したように、電子のエネルギーが中性粒子の1価電離電圧以上から生じ始め、約100 eV程度のエネルギーでその電離断面積が最大となり、それ以上のエネルギーに対しては電圧Vに対し $(\ln V)/V$ に比例して減少していく。¹⁴⁾ ビームプラズマ系では、電離断面積が大きな値を持つエネルギーの高い電子が数多くあるため、電子との衝突による電離が主であると考えられる。

エネルギーの流れの項で述べたように、ビームプラズマ電離における電離機構には次に示す3つの機構が存在する。

- (1) 1次電子ビームによる衝突電離。
- (2) コレクタ電極に1次電子ビームが当ることにより放出され、加速された2次電子ビームによる衝突電離。
- (3) プラズマ電子の中で高エネルギーを持った電子による衝突電離。

速度 v_e を持つ電子が、密度 n_0 の中性粒子中を運動するとき、1価の電離衝突断面積を σ とすると、単位時間当りの電離衝突回数、すなわち、衝突周波数 ν は次式で与えられる。

$$\nu = n_0 \langle \sigma \cdot v_e \rangle. \quad (3-39)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は種々の相対速度に対する統計的平均を表わす。単位体積中の電子密度を n_e とすると、電子によって単位体積中、単位時間に発生するイオンの数、すなわち、イオン生成率 $G (= dn_i/dt; n_i$ はイオンの密度)は2-3-1項において示したように次式で与えられる。

$$G = n_e \cdot n_0 \langle \sigma v_e \rangle. \quad (3-40)$$

1 次電子ビームおよび 2 次電子ビームによるイオン生成率をそれぞれ G_1 および G_2 とすれば次のように表わされる。

$$G_1 \text{ または, } G_2 = n_b \cdot n_0 \cdot \sigma \cdot v_b = \frac{J_b}{e} s_e \quad (3-41)$$

ここで, n_b は 1 次電子または 2 次電子ビームの密度, v_b はその速度, J_b はそれらの電流密度, s_e は電離能率を表わす。1 次電子ビームによるイオン生成率は, 電子ビームの電圧および電流が決まれば求めることができる。2 次電子による生成率も同様に, 2 次電子電流とコレクタ・ドリフトチューブ間電圧が求まれば計算することができる。その際, 2 次電子は総てビームとなってドリフトチューブに流入するものとする。プラズマ電子のエネルギー分布がマックスウェル・ボルツマン分布であると仮定すると, 高エネルギーを持った電子による 1 価イオン生成率 G_3 は第 2 章式 2-32 に示したようになる。式 2-32 を再録すると,

$$G_3 = \left(\frac{8}{\pi m_e}\right)^{1/2} \cdot n_e \cdot n_0 \cdot (kT_e)^{-3/2} \int_0^\infty \sigma(\epsilon) \cdot \epsilon \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT_e}\right) d\epsilon \quad (2-32)$$

ビームプラズマ系において, プラズマ電子の中で電離に寄与する電子の数は, エネルギーが高くなるに従って指数関数的に少なくなると考えれば, 2-3-1 項で示したように, 式 2-32 は電離能率を電離電圧付近の初期勾配だけによって表わすことによって, 式 2-33 のように書き換えることができる²⁵⁾。式 2-33 を再録すると,

$$G_3 = 4 a \cdot p \cdot n_e \cdot \left(\frac{2e}{\pi m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{kT_e}{e}\right)^{1/2} \left(\frac{kT_e}{e} + \frac{V_i}{2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{eV_i}{kT_e}\right) \quad (2-33)$$

ビームプラズマ電離に寄与する以上 3 種のイオン生成率を, 式 3-41 および式 2-32 を使い比較することができる。一例として, コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化させたときの測定された電子ビームの条件, およびプラズマ密度と電子温度を図 3-19 に示す。これらの条件や測定値をイオン生成率を求める式に代入し, 1 次電子ビーム, 2 次電子ビームおよび高いエネルギーを持ったプラズマ電子によるイオン生成率 G_1 , G_2 および G_3 を計算したのが図 3-20 である。図からも明らかなように, ビームプラズマ相互作用により発生したマイクロ波電力を吸収して高エネルギーとなっ

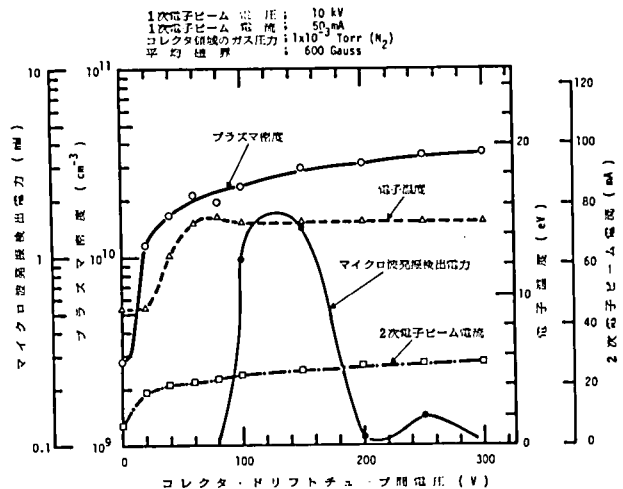


図 3-19. コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化させたときの電子ビームの条件およびプラズマ密度と電子温度。

たプラズマ電子によるイオン生成率が、他の生成率よりも極めて大きく、全体の約95%以上を占めていることがわかる。このイオン生成率の比較からもわかるように、ビームプラズマ電離においては、電離のためのエネルギーの流れは、ほとんどがビームプラズマ相互作用を通じて発生したマイクロ波電力を経由したものであり、それによって電離のための電力が効率よく利用され、高密度のプラズマが生成されることがわかる。しかし、ビームプラズマ系のようにプラズマ電子がマイクロ波電力で加熱される場合には、プラズマ電子のエネルギー分布は正確なマックスウェル・ボルツマン分布よりも、むしろエネルギーの高い部分に電子が過剰に存在する分布をすることがある。このようなときには、エネルギーの高いプラズマ電子によるイオン生成率は式2-32または式2-33に示した計算値よりも大きくなり、正確には測定によって得られる電子のエネルギー分布によって行う必要がある。

イオン生成率は上述したように与えられる。一方、イオンの消滅は、再結合によるものを無視することができれば、プラズマイオン密度を n_i 、イオン閉じ込め時間を τ_{ci} として、 n_i/τ_{ci} と与えることができる。^{12), 28)} 従って、定常状態では、

$$G - \frac{n_i}{\tau_{ci}} = 0 \quad (3-42)$$

が成り立ち、プラズマ密度は、

$$n_i = G \cdot \tau_{ci} \quad (3-43)$$

で計算することができる。ここで、イオン閉じ込め時間は、あまり磁界が強くなければ、ドリフトチューブの半径を b としたとき、イオンシース距離に相当するデバイ長がドリフトチューブ半径より十分小さければ、第2章式2-19における V/S を $b/2$ とすることにより、

$$\tau_{ci} \approx \frac{b}{2} \left(\frac{m_i}{kT_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{1}{2} \right) \quad (3-44)$$

で与えることができる。²⁹⁾ このようにして計算されるプラズマ密度の値を、実測のプラズマ密度と比較することによって、イオン生成率やイオン閉じ込め時間を解析する際に用いた種々の仮定が正しいかどうかを確かめることができる。図3-21は実測のプラズマ密度と、式3-43によって計算したプラズマ密度の比

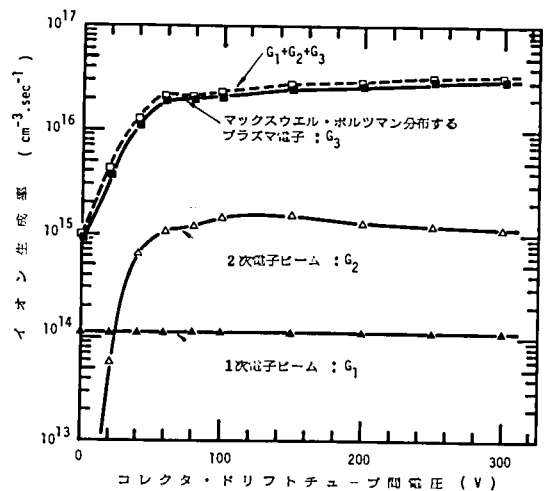


図3-20. 1次電子ビーム、2次電子ビーム、および高いエネルギーを持つプラズマ電子によるイオン生成率。

を表わしたものである。図中、ビームプラズマ電離が有効に生じていると思われるコレクタ・ドリフトチューブ間電圧40V以上の領域では、プラズマの実測値と計算値の比は1.6～2.0程度の値である。この比が1以上であるのは、イオン生成率Gを計算するときにプラズマ電子のエネルギー分布がマックスウェル・ボルツマン分布をしていると仮定したために実際よりイオン生成率を過小評価したためか、あるいは、イオン閉じ込め時間 τ_{ci} を計算するときに600 Gauss程度の磁界ではプラズマの閉じ込め効果が少なく、ドリフトチューブ壁面全面にイオンがシースを

通して消滅すると仮定したため、イオン閉じ込め時間を過小評価したためであると考えられる。デバイ長は図中にも示したようにドリフトチューブの半径 $5.5 \times 10^{-1} \text{ cm}$ に対し十分小さいので、デバイ長の大きさによる影響はないと考えられる。ビームプラズマ電離が生じていないコレクタ・ドリフトチューブ間電圧が40Vより低い領域において、プラズマの実測値と計算値の比が大きくなっている原因の1つは、この領域ではイオンの密度も少ないためドリフトチューブ内で1次および2次電子ビームの負の空間電荷によるイオンの閉じ込めが効いている可能性がある。ビームプラズマ電離が有効に生じている領域、すなわち、 $G_3 \gg G_1 + G_2$ の場合には、第2章2-3-1項でも示したように、式3-43で $G \cong G_3$ とおくことができ、 $n_i \cong n_e$ として、式2-33と連立させることにより、ビームプラズマ電離領域で電子温度と中性ガス圧力が満足しなければならない条件を導くことができる。³⁰⁾

$$2apb \left(\frac{2m_i}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{kT_e}{e} + \frac{V_i}{2} \right) \exp \left(-\frac{eV_i}{kT_e} + \frac{1}{2} \right) = 1. \quad (3-45)$$

図3-22にガスとして窒素を用い、半径 $b = 0.55 \text{ cm}$ のドリフトチューブのときのガス圧力に対する電子温度の変化として、式3-45を用いて計算した理論曲線と実測値とを示す。電子温度のガス圧力に対する変化の様子は、図3-23に示すビームプラズマ電離が有効に生じている $G_3 \gg G_1 + G_2$ のガス圧力領域では、理論曲線と実測値が定性的によく合っていることがわかる。電子温度の理論値が実測値より大きいのは、上述したプラズマ電子のエネルギー分布に起因する G_3 の過小評価や、磁界の閉じ込め効果を無視した事による τ_{ci} の過小評価に起因するものと考えられる。このような電子温度のガス圧力依存性が存在することにより、イオン源の動作条件を選定する際十分注意しなければならない。例えば、電子温度を高くすることが有効な多価イオンの生成を目的とする場合、できるだけ低いガス圧力においてビームプラズマ電離を生じさせるようにイオン源の動作条件を選ぶ必要がある。

3-2-5. 非線形理論を用いたビームプラズマ電離

ビームプラズマ系において、ビームプラズマ相互作用によって生じる発振現象は、本来、非線形現象であ

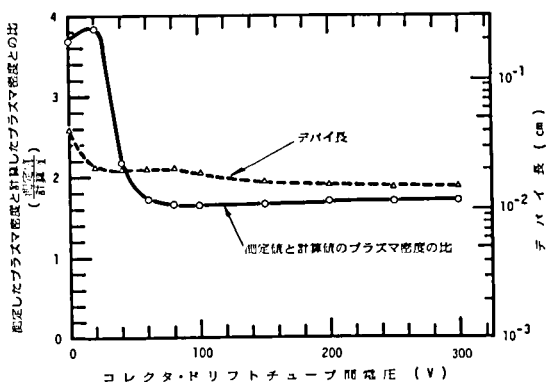


図3-21. 計算によるプラズマ密度と測定されたプラズマ密度の比較。

るが、発振の振幅の小さい場合には前項で示したように線形理論より導かれる多くの結論を有効に用いることができる。電子ビーム電流を増加するなどしてビームプラズマ相互作用による発振の振幅が大きくなると同時に、電子ビームのエネルギーが分布するようになり、その分布の幅が大きくなってくるような場合には、ビームプラズマ系の発振現象やそれに伴う電離現象等に非線形効果が著しく現われてくる。このような場合には、解析しようとするビームプラズマ系に非線形理論を適用する必要がある。

i) 準線形緩和

プラズマ中に電子ビームが存在するビームプラズマ系では、ビームプラズマ相互作用による発振振幅が小さく電子ビームのエネルギーが関数的であれば、この系の電子の速度分布は図3-24(a)の実線で示すような速度分布を示す。このような系においては、前項で示した電子ビームに乗った空間電荷波とプラズマ中の波との能動結合によって電磁波動論的不安定性 (hydrodynamic instability) が生じ、それに伴って比較的振幅の小さい高周波発振、多くの場合はマイクロ波発振が生じる。

このビームプラズマ系に発振現象が極めて強くなるような条件が与えられたとき、電子ビームがその発振電界や系に存在するガス粒子との衝突によって電子密度の速度分布が図3-24(a)中の破線のように変化してくると、電磁波動論的不安定性は弱くなり、電子の速度分布の形状に依存する運動論的不安定性 (kinetic instability) が生じ始める。このような不安定性が顕著に現われるのは、電子ビームの運動速度の直流分を v_b 、その熱運動速度成分を v_{th} として、次式で表わされる条件のときである。³¹⁾

1次電子ビーム電圧 : 10 kv
電流 : 50 mA
2次電子ビーム電圧 : 100 V
平均磁界 : 600 Gauss

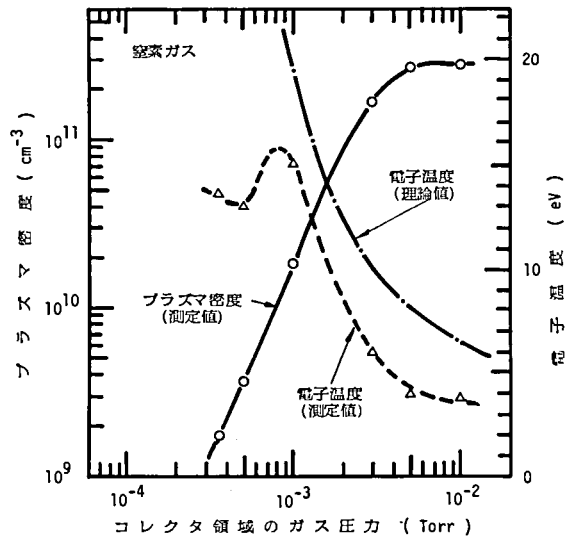


図3-22. ガス圧力に対するプラズマ密度と電子温度の変化。

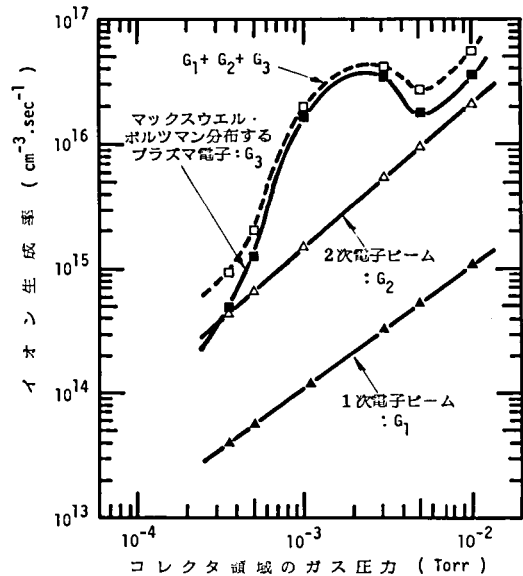


図3-23. ガス圧力に対するイオン生成率。

$$\frac{v_{th}}{v_b} > \left(\frac{n_b}{n_i} \right)^{1/3} \quad (3-46)$$

ここに n_b および n_i は、それぞれ電子ビームの密度およびプラズマ密度を表わす。簡単化した 1 次元モデルを用いると運動論的不安定性による波の時間的生長率 γ_i は、発振周波数をプラズマ周波数付近としたとき次式で与えられる程度である。³¹⁾

$$\gamma_i \simeq \frac{\omega_{po}}{2} \frac{n_b}{n_i} \left(\frac{v_b}{v_{th}} \right)^2 \quad (3-47)$$

ここに、 ω_{po} はプラズマ周波数を表わす。電子ビームのエネルギーの分布する幅が大きくなり、電子密度の速度分布が最終的に図 3-24(b) に示す実線のような平坦に近い速度分布になってしまえば、電子密度の速度分布はこれ以上変化をしない。この状態を、ビームプラズマ系が準線形緩和 (quasilinear relaxation) したと言う。^{32), 33)} この状態における波の時間的生長率は、電子ビームの熱運動速度成分が電子ビームの速度の直流分と同程度になるから、次式で表わされる程度となる。^{33), 34)}

$$\gamma_i \simeq \omega_{po} \frac{n_b}{n_i} \quad (3-48)$$

いま、電子ビームの速度が v_b であるとき v_b/γ_i で定義される電子ビームの準線形緩和長が、ビームプラズマ相互作用領域の長さ L_i と同程度の場合、その領域内でビームプラズマ系は完全に準線形緩和を生じる。³²⁾

$$\frac{v_b}{\gamma_i} \simeq L_i \quad (3-49)$$

このような状態において、ビームプラズマ相互作用の非線形現象による発振は最も強く、プラズマ中の電子は効果的に加熱され、イオン源プラズマとして良好なプラズマが生成される。

図 3-25 は、ビームプラズマ系において電子ビーム電流を増加していった場合の電子ビーム加速電圧付近の電子エネルギー分布の変化の様子を示す。電子ビーム電流が約 200 mA のとき、このビームプラズマ系では準線形緩和が生じて電子密度のエネルギー分布が平坦に近い形に変形している様子がわかる。

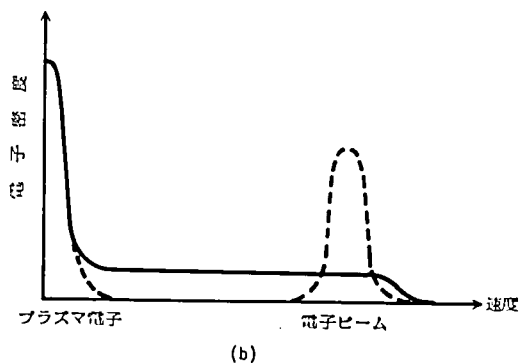
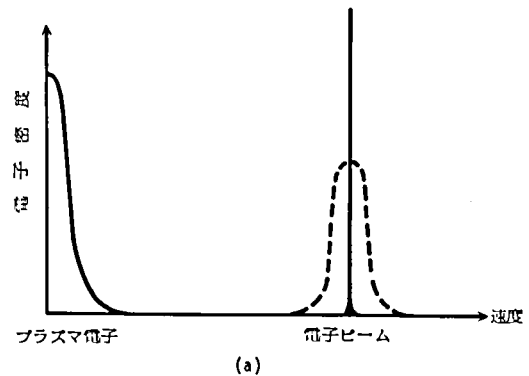


図 3-24. ビームプラズマ系の電子密度の速度分布。
(a) 電子ビームのエネルギー分布が δ 関数状の場合 (実線) と相互作用により電子ビームのエネルギー分布に幅がでてきた場合 (破線)。
(b) さらにビームプラズマ相互作用が進んで準線形緩和が生じた場合 (実線) の電子ビームの速度分布。

ii) 飽和イオン電流の評価

ビームプラズマ系が準線形緩和を生じたときに生成されるプラズマが、イオン源プラズマとしてどのような特性を持つかを検討する。

準線形緩和が生じたときに、プラズマ密度や電子ビーム等の間で満足しなければならない条件の1つを求めるために、式3-48および式3-49を連立させて次式を導くことができる³⁵⁾

$$L_i^2 = 4\pi^2 \epsilon_0 \frac{e^2}{m_e} b^4 \frac{V_b^2}{I_b^2} n_i \quad (3-50)$$

ここに、 I_b および V_b はそれぞれ電子ビームの電流および加速電圧を表わす。また、電子ビームはプラズマ生成室である半径 b のドリフトチューブ内一様に入射しているものとする。ビームプラズマ相互作用は、径方向が有限の距離にある壁で囲まれているドリフトチューブ内で生じているために、この径方向の境界条件についても考慮する必要がある。ビームプラズマ系の径方向が有限であることによる条件として、最も効率よく電子ビームのエネルギーが軸方向の高周波の電磁界エネルギーに変換されるためには、ビームプラズマ系に発生する波の径方向の波数 p 、プラズマ周波数 ω_{po} および電子ビームの速度 v_b の間に次式に示す関係が必要であることが実験的にも報告されている。³⁵⁾

$$v_b = \frac{\omega_{po}}{p} \quad (3-51)$$

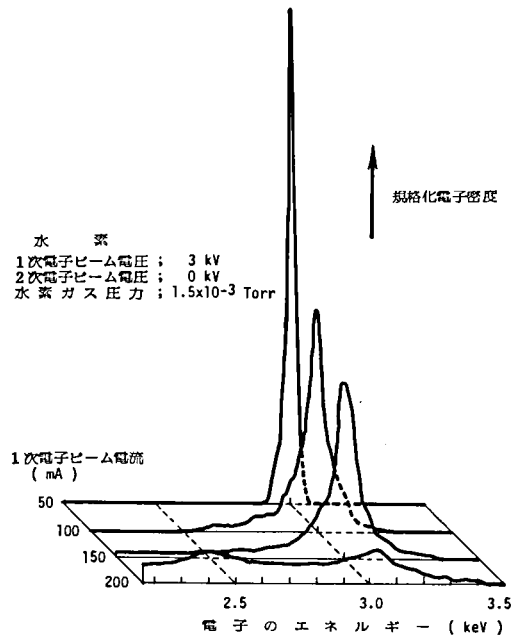


図3-25. ビームプラズマ系における電子ビーム電流変化に対する電子ビームエネルギー分布の変化。

ビームプラズマ系が半径 b のドリフトチューブ内にあれば、径方向の境界条件として $pb = \epsilon_{nm}$ を満足しなければならないことから、径方向の波数 p が決定される。ここに ϵ_{nm} はベッセル関数 $J_n(x) = 0$ の m 番目の根である。式3-50の関係に式3-51における電子ビームの速度、すなわち、エネルギーとプラズマ密度に関する条件を加味すれば、ビームプラズマ系の準線形緩和に対して最適条件を与える電子ビーム加速電圧と電流の関係が次式によって与えられる。

$$I_b = 4\pi\epsilon_0 \left(\frac{e}{m_e} \frac{\epsilon_{nm}}{2} \right)^{1/2} \cdot \frac{b}{L_i} \cdot v_b^{3/2} \quad (3-52)$$

また、このとき生成されなければならないプラズマ密度は次式のように計算される。

$$n_i = \left(\frac{\epsilon_0 m_e}{\pi^2} \cdot \frac{\epsilon_{nm}^4}{e^4} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{L_i}{b} \right)^{2/3} \cdot \frac{1}{b^2} \cdot I_b^{2/3} \quad (3-53)$$

ここで注意しなければならないのは、ビームプラズマ相互作用領域の長さや電子ビーム等の条件が任意に与えられれば、式3-53で示されたプラズマ密度が必ずしも得られるのではなく、電子ビームのエネルギーからガスを電離するためのエネルギーへの変換が十分で、式3-53で示されたプラズマ密度を十分生成できる条件にあることが潜在的条件として必要である。

準線形緩和が生じると、電子ビームの運動エネルギーの一部がマイクロ波の発振電力、マイクロ波電界によるプラズマ電子の直接加熱のエネルギーおよび電子ビームの熱運動速度成分に変換される。マイクロ波の発振電力は、サイクロトロン共鳴吸収等のプラズマ電子へのエネルギー吸収機構が存在すれば、この電子もプラズマ電子の加熱および電離のための電力に利用される。ビームプラズマ系で式3-53に示したプラズマ密度が生成されている場合に、マイクロ波電界によるプラズマ電子の直接加熱エネルギーおよびマイクロ波発振電力は、プラズマ電子の電子温度の増加分として費されるが、いま、計算を簡単にするために電子温度の増加分としてではなく電子温度の絶対値を維持しているものとすれば、電子温度 T_e を次式により評価することができる。³³⁾

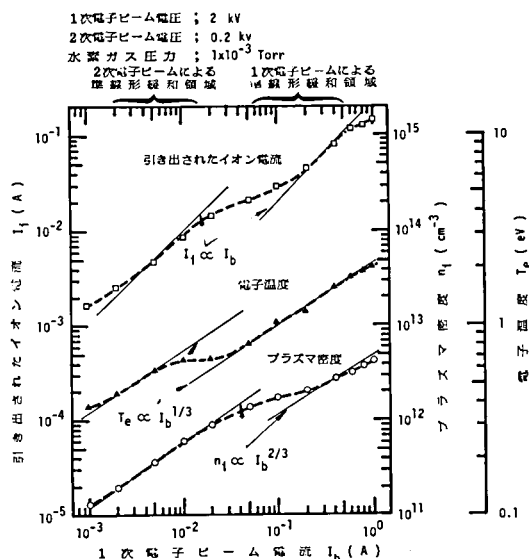
$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2}{3} \frac{n_b}{n_i} \frac{m_e v_b^2}{e} \quad (3-54)$$

ドリフトチューブ内で準線形緩和したビームプラズマ系のプラズマから引き出すことのできるイオン電流、すなわち、イオン飽和電流は式3-53で与えられるプラズマ密度 n_i と式3-54で与えられる電子温度 T_e を用いることにより次式で評価することができる。³⁵⁾

$$\begin{aligned} I_{pi} &= n_i \cdot e \cdot \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{1}{2} \right) \cdot \pi b^2 \\ &= \left(\frac{2}{3} \epsilon_{nm} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \right) \cdot \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{L_i}{b} \right)^{1/2} \cdot I_b \quad (3-55) \end{aligned}$$

上式に示した電子ビーム電流とイオン飽和電流の関係から、電子ビーム電圧を式3-52に与えられた関係に従って調整し、常に準線形緩和が生じるようにした場合には、プラズマから放出可能なイオン飽和電流は電子ビーム電流の1乗に比例して増加することがわかる。準線形緩和が生じているようなビームプラズマ系では、電子ビームのエネルギー分布は十分幅広く、同時にビームプラズマ相互作用によってマイクロ波により加熱されエネルギーの高くなったプラズマ電子がプラズマ中に多量に存在するため、イオン引き出し系の構造を適当にすれば、次節に示すように引き出し系のイオンの空間電荷は効果的に中和され、イオンの空間電荷制限が大幅に緩和される。従って、電子ビーム電流の増加に伴って飽和電流が増加してもそのほとんど総てを良質のイオンビームとして引き出すことができると考えられる。

図3-26に電子ビーム電流を変化した場合のビームプラズマ系のプラズマ密度、電子温度および引き出されたイオン電流の変化を示す。1次電子ビームおよび2次電子ビームのエネルギーは、それぞれ、2 keVおよび0.2 keVであるので、準線形緩和の生じ始める電子ビーム電流はそれぞれ数10mAおよび2~3mA程度である。これらの電子ビーム電流以上数倍程度の電流の範囲内では、それぞれの曲線に示すように電子ビーム電流に対するプラズマ密度、電子温度および引き出されたイオン電流の依存性は式3-53、式3-54および式3-55に示した電子ビーム電流依存性に比較的良好に一致する。



3-3. 空間電荷中和を用いたイオンビームの引き出し
 図3-26. ビームプラズマ系におけるプラズマ密度、電子温度および引き出されたイオン電流の電子ビーム電流依存性。

イオン源において大電流のイオンビームを引

き出そうとする場合、最も問題となるのはイオンの空間電荷の影響である。イオンの質量は電子のそれに比べて桁違いに大きく、そのためイオンの空間電荷効果は著しい。簡単な引き出し方式では、必要とする電流量やビームの質を持ったイオンビームの引き出しを行えないことがある。

ビームプラズマ形イオン源では、良質で大電流のイオンビームを得るのに障害となるイオンの正の空間電荷を、イオン引き出し系内で電子の持つ負の空間電荷で中和しながらイオンビームを形成する独創的な方式を採用している。イオン引き出し電極を兼ねる電子銃からドリフトチューブへ向かう1次電子ビーム、コレクタ電極から放出されプラズマ生成室であるドリフトチューブを通過してきた2次電子ビーム、プラズマ中でビームプラズマ相互作用によって発生したマイクロ波により加熱され高いエネルギーを持ったプラズマ電子などの負の空間電荷が、イオンの正の空間電荷を効果的に中和する。電子によるイオンの

空間電荷中和が有効に働けば、イオンビームの発散が抑えられ、また、引き出されるイオン電流の空間電荷制限も緩和されるから、良質で大電流のイオンビームを引き出すことができる。

3-3-1. 空間電荷効果

同一符号の電荷が空間に存在する場合には、互いのクーロン力に基づく空間電荷効果が働く。荷電粒子の流れ、すなわち、電流は連続であるから、空間電荷量は速度に逆比例する。

$$n = \frac{J}{qv} = \frac{J}{\sqrt{2q^3}} \sqrt{\frac{m}{V_0}} \quad (3-56)$$

上式からわかるように速度が小さい場合、すなわち、電圧が小さいか質量が大きい場合には、空間電荷量は非常に多くなる。同一電圧であるならば、イオンの空間電荷は電子のその 40~400 倍近くになり、イオンの運動に著しい影響を与える。

プラズマからイオンを引き出すイオン源の場合、イオン引き出し系のプラズマ面の近くでは特にイオンの速度が小さく、この空間電荷の影響によって引き出されるイオン電流が制限される。また、ビームとなったイオン流では、イオンの互いのクーロン斥力によってビームの形状は乱される。従って、イオン引き出し系におけるイオンの空間電荷による影響は大きく次のように分けることができる。i) 径方向の空間電荷力によるイオンビームの発散、ii) 軸方向の空間電荷効果による引き出されるイオン電流の空間電荷制限、iii) イオン放出面の形状。i) および iii) の影響はイオンビームの質に関わるものであり、ii) の影響はイオン電流の量に関わるものである。

i) 径方向の空間電荷力によるイオンビームの発散

ビームの径方向への拡がりをも簡単に評価するために、無電磁界中を運動するイオンビームについて考える。外径が r_0 、イオンの速度 v_i 、イオン電流 I_i のイオンビームの、空間電荷によってできる半径 r の径方向への電界は次式で与えられる。

$$E_r = \frac{I_i r}{2\pi\epsilon_0 v_i r_0^2} \quad (3-57)$$

ビームの包絡線運動は、径方向の運動方程式 $m_i \ddot{r} = eE_r$ 、およびビームが一定速度で運動していることによる $\ddot{r} = v_i^2 \frac{d^2 r}{dz^2}$ により容易に導くことができる。

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{r} \frac{I_i}{V^{3/2}} \frac{1}{2^{5/2} \pi \epsilon_0} \left(\frac{m_i}{e} \right)^{1/2} \quad (3-58)$$

ここに、 V はビームの加速電圧、 m_i はイオンの質量を表わす、式3-58を解くことにより、ビームの進行に対する径方向の運動を評価することができる。

図3-27は、層流で一様分布するイオンビームの空間電荷による発散の様子を、ビームの最小径の位置を起点に、上式を利用して計算したものである。³⁶⁾例えば、10kVに加速された10mAのアルゴンイオンビームは、ビームの最小半径を1cmとすると、50cm進んだ位置では半径が約16倍の16cm となってしまうことが図から算出

することができる。このように、低い加速、大電流のイオンビームでは、比較的短い距離を進行する間にすぐにビームが発散してしまい、ビームの質が極端に悪くなる。

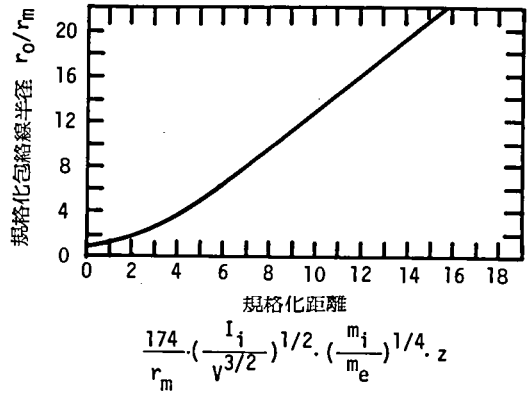


図3-27. イオンビームの空間電荷による発散の様子。規格化距離に対する包絡線半径。

ii) 軸方向の空間電荷効果による引き出されるイオン電流の空間電荷制限

プラズマからのイオンの引き出しを考える場合、引き出し電圧に対してプラズマの電子温度を無視することにより、チャイルド・ラングミュアの空間電荷制限電流の式を利用して、引き出されるイオン電流量の概略の値を評価することができる。ここでは、イオン引き出し系の空間電荷効果をより詳しく調べてみるために、有限の電子温度を持つプラズマからのイオン引き出しについて考えてみる。プラズマ電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、イオンの質量 m_i であるようなプラズマからイオンが引き出されるとすれば、イオン引き出し系の電位 U の位置においてプラズマ電子は $n_e \cdot \exp(-eU/kT_e)$ のように分布する。また、イオンはプラズマから初速エネルギー U_0 を持って引き出されるとすれば、電流連続の関係から電位 U の位置において $J_i \sqrt{m_i/2e(U+U_0)}$ の分布をする。従って、イオン引き出し系においては次式のポアソンの式が成り立つ。

$$\frac{d^2 U}{dz^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \left\{ J_i \sqrt{\frac{m_i}{2e(U+U_0)}} - e n_e \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \right\}. \quad (3-59)$$

ここに、 J_i はイオン電流密度を表わす。また、わかり易くするために、プラズマ面において電位 $U=0$ 、引き出し電極において電位 $U=V$ として電位の符号を反転して表わした。電位 $U=0$ の位置においてはプラズマ状態であり、空間電荷は中和されているため $d^2 U/dz^2 = 0$ が成り立ち、また、式3-59を積分した $(dU/dz)^2$ の式が安定解を持つために、引き出し系内では正值である必要がある。これらの条件を次式のように表わすことができる。

$$J_i \sqrt{\frac{m_i}{2e U_0}} - e n_e = 0. \quad (3-60)$$

$$J_i \sqrt{\frac{m_i}{2e U_0}} \frac{1}{U_0^{3/2}} - \frac{2n_e e^2}{kT_e} \geq 0. \quad (3-61)$$

上式で与えられる条件から、 $U_0 \geq kT_e/2e$ である必要があり、プラズマから引き出されるイオンの初速度は電子温度の $1/2$ 以上でなければ安定なイオンの引き出しが行えないことが示される。このことは、第2章2-4-1項に示したイオン放出面近傍のプラズマ内に $kT_e/2e$ 程度の電位差の電界の浸透した遷移領域が存在しなければならないことと同値である。この条件はボームの条件と呼ばれている。³⁷⁾以下では、この不等号の条件を $U_0 = kT_e/2e$ の等号条件として取り扱う。プラズマと引き出し電極間のイオン引き出し電圧を V として、

$$\frac{U}{V} = y, \quad \frac{kT_e}{e} / V = \alpha \quad (3-62)$$

とおき、式3-59を2度積分し、イオン電流について整理すると次式を得ることができる。

$$J_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \cdot \frac{V^{3/2}}{d^2} \cdot \xi \quad (3-63)$$

ここに、

$$\xi = \left[\frac{3}{4} \int \frac{1}{\frac{\alpha}{2} \sqrt{y + \frac{\alpha}{2}} + \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \{ \exp(-\frac{y}{\alpha}) - 2 \}} dy \right]_0^2 \quad (3-64)$$

プラズマ近傍の電位分布は極めてなだらかで、イオン放出面の位置が明確に定まらないため、ここでは、図3-28に示すようにプラズマ位置($U=0$)から電位が $kT_e/2e$ 下がった位置をイオン放出面とし、この面と引き出し電極間の距離を引き出し電極間距離 d とした。引き出し電圧 V に比べて電子温度が極めて小さい場合においては、 $\alpha \rightarrow 0$ として $\xi \rightarrow 1$ となり、式3-63は第2章式2-51に示したチャイルド・ラングミュアの空間電荷制限電流の式と一致する。

図3-29には有限の電子温度の場合における規格化した電子温度 α に対する空間電荷制限電流補正係数 ξ の値の変化を示す。通常のイオン源の場合のように電子温度が数eV、引き出し電圧が数kV以上で

あるような場合には、 ξ はほぼ1と見なすことができる。式3-63からわかるように、一般的にプラズマから引き出し得るイオン電流は、イオンの質量が大きいことによる強い空間電荷効果により、その量が低く抑えられることが、大電流を引き出そうとする場合の最大の課題である。

一方、プラズマから引き出し電極により空間電荷制限で引き出されたイオンビームの直径が、イオン

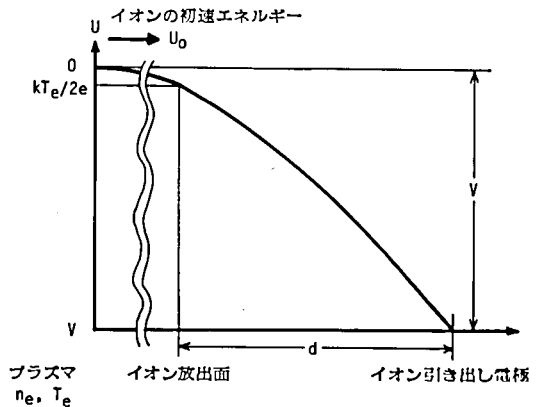
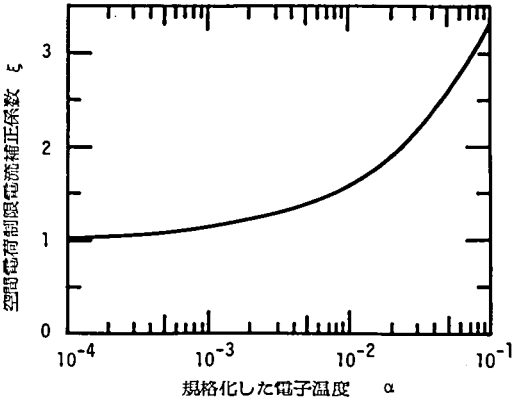


図3-28. 有限の電子温度を持つプラズマからのイオン引き出し。

放出面とイオン引き出し電極間距離に比べて極めて大きい場合、例えば、多孔電極等によって引き出されたようなものである場合、イオンビームは自らの持つ空間電荷で進めなくなることがある。

1次元モデルでポアソンの式を解き、引き出し系およびその後方のイオンビームの透過の様子を示したのが図3-30である。³⁸⁾イオン引き出し電極間距離を d 、引き出し電圧を V として、横軸の距離 $z/d = -1$ ($U/V = 0$)の位置をイオン放出面 $z/d = 0$ ($U/V = 1.0$)の位置を引き出し電極としたとき、イオンビームに対するターゲット

($U/V = 1.0$)をいろいろな位置にしたときの電位分布を示す。このターゲットと言うのは、実際のターゲットと考えてもよいし、この位置以降では空間電荷が中和されると考えるか、イオンが十分なエネルギーに加速されて空間電荷量が少なくなっているとも考えることもできる。引き出し電極とターゲット間距離を Δz とし、 $\Delta z/d$ を0から2.82まで増加したときは、引き出し電極より後方の電位分布は対称形をなし、その電位の立ち上がりの最大値は $\Delta z/d = 2.82$ のとき、 $3/4 V$ まで上昇するが、このときイオンビームの総てがターゲットへ到達する。しかし、 $\Delta z/d$ が2.82を越えれば電位分布は急激に変化し、1部のイオンビームは反射するようになってビームの通過が難しくなる。 $\Delta z/d = 2.82$ でイオンビームの反射率は $R = 0.77$ であり、 $\Delta z/d \rightarrow \infty$ とするに従って $R \rightarrow 1$ となり、ビームは全く進まなくなる。このように大口径の大電流イオンビームの輸送では、引き出し電極の後方においてイオン自らの持つ空間電荷による電位分布の障壁ができないように、引き出し電極の後方でできるだけ近くにおいて加速するか、電子による空間電荷中和を行う必要が生じる。



第3-29. 有限の電子温度の場合における規格化した電子温度 α と空間電荷制限電流補正係数 ξ の関係。

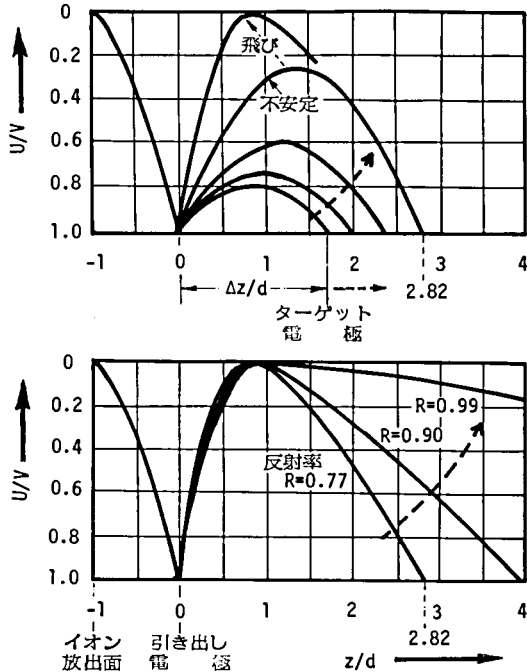


図3-30. 引き出し電極から種々の位置にターゲット電極を置いた場合の1次元モデルにおける電位分布。

iii) イオン放出面の形状

イオン引き出し方向、すなわち、軸方向の空間電荷による影響を1次元的に見た場合、ii)に示したように引き出し得るイオン電流量に関する問題となる。ところが、引き出されるイオンビームの形状について考える場合には、1次元的に考えるだけでは十分でない。すなわち、実際のイオン引き出し口の形状は円形やスリット状であり、それらの口径と引き出し電極間距離の比であるアスペクト比が1以下であることが多いため、端効果が極めて大きい。従って、引き出し口の中央や周辺などの場所によって電界のかゝり具合や空間電荷効果が異なり、それがイオン放出面の形状の決定に影響を与える。イオン放出面の形状を詳しく知るためには3次元の問題としてとらえる必要があるが、これを正確に解くことは必ずしも容易ではない。定性的に1次元モデルによって得られるシース距離の考えを導入して、イオン放出面の形状を考えることができる。プラズマ密度 n_i 、電子温度 T_e のプラズマから引き出し電圧 V でイオンを引き出す場合、第2章式2-52において示したように、シース距離は1次元モデルにおいて次のようになる。³⁹⁾

$$d_s = \frac{2}{3} \frac{5}{4} \exp\left(\frac{1}{4}\right) \cdot \left(\frac{\epsilon_0}{e}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{kT_e}{e}\right)^{-\frac{1}{4}} \cdot V^{\frac{3}{4}} \cdot n_i^{-\frac{1}{2}} \quad (2-52)$$

イオン引き出し口と引き出し電極間距離 d に対し式2-52で与えられるシース距離 d_s が種々の長さになるとき、イオン放出面の形状は定性的に図3-31のようになる。 $d_s > d$ では、引き出し口中央では電界がプラズマ生成室に深く入り込み、イオン放出面の形状は凹形になる。イオンは一般にイオン放出面に対して垂直方向に飛び出し加速されるため、このような放出面の場合には集束性の強いイオンビームとして引き出される。 $d_s \approx d$ では、イオン放出面の形状は平坦に近くなると考えられ、イオンビームの形状が乱れることなく最も多くのイオン電流が引き出される条件であると考えられる。 $d_s < d$ では、イオン放出面がイオン

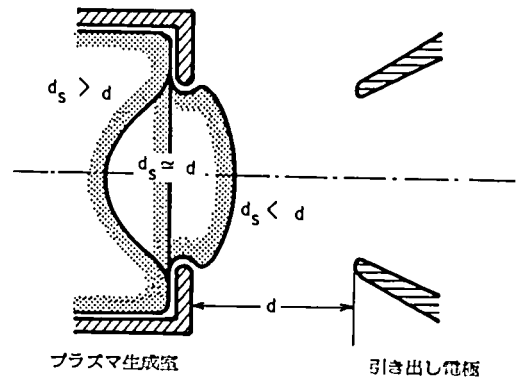


図3-31. シース距離 d_s の引き出し電極間距離 d に対する種々の相対比におけるイオン放出面形状の変化。

引き出し口からはみ出すような凸形あるいは凹凸の多い形状になり、引き出されるイオンビームの形は極めて発散性の強い、あるいは乱れたものとなり、引き出し電極の後のイオンビームの輸送が極めて困難となる。このように、イオン放出面の形状は3次元的な空間電荷効果によって決まるが、この形状によっては引き出されるイオンビームの形が著しく影響を受ける。イオンビームの形状に対して、イオンビームの引き出し系内の短い領域では、イオン放出面の形状による影響が、i)で示したイオンビーム自身の持つ空間電荷による発散による影響よりも極めて大きいと考えられる。

3-3-2 電子によるイオン引き出し系の空間電荷中和効果

イオンの空間電荷による影響は、ビームの質およびイオン電流量の両面に対して前項で示したように悪い影響を及ぼす。ビームプラズマ形イオン源では、イオンの空間電荷による悪影響を緩和するために、電

子によるイオンの空間電荷中和作用を利用したイオン引き出しを行っている。イオンの空間電荷中和に用いる電子としては、ビームプラズマ電離のエネルギー源としてイオン引き出し方向からプラズマ生成室であるドリフトチューブへ入射させる1次電子ビームによって引き出し系全体に分布するもの、また、1次電子ビームがコレクタ電極に衝突することにより放出された2次電子ビームを加速し、ビームとしてプラズマ生成室であるドリフトチューブを通過させ、引き出し系内にその持つエネルギーに対応する引き出し電位の位置まで分布するもの、さらに、プラズマ中でビームプラズマ電離によるマイクロ波加熱されたプラズマ電子の中で高いエネルギーを持った電子がそれらの持つエネルギーに対応して引き出し系内に分布するものがある。図3-32には、ビームプラズマ形イオン源の引き出し系における電子によるイオンの空間電荷中和の原理図を示す。イオンの空間電荷は、イオン放出面近くではイオンの速度が遅いため多量に分布し、引き出し電極の近くになるに従ってイオンの速度が増すために漸減する。マイクロ波加熱されたプラズマ電子は引き出し系内のイオン放出面近くの多量のイオンの空間電荷を中和し、2次電子分布は引き出し系内の中央付近、また、1次電子ビームは引き出し系内の引き出し電極付近のイオンの空間電荷を中和し、全体として極めて効果的にイオン引き出し系全体のイオンの空間電荷を中和することができる。^{40), 41)}このような電子によるイオン引き出し系の空間電荷中和効果を、前項に示したイオンの空間電荷の影響に対応して i) イオンビームの発散の緩和、ii) 引き出し得るイオン電流の空間電荷制限の緩和、iii) イオン放出面の形状について以下に概略を述べる。

i) イオンビームの発散の緩和

前項 i) における空間電荷によるイオンビームの発散において示したのと同様に、無電界中でのイオンビームの運動について考える。中和効果用の電子としてその密度が考えている領域で一様に n_e であるとし、イオンビームは半径 r_0 、速度 v_i および密度 n_i とする。電子およびイオンビームの空間電荷によってできる半径 r の径方向の電界は次式で与えられる。

$$E_r = \frac{e}{2\epsilon_0} \cdot (n_i - n_e) \cdot r \quad (3-65)$$

いま、イオンビームの空間電荷が電子の空間電荷でほぼ中和されていれば、 $n_i \cong n_e$ であるから、イオンビームに働らく径方向の力はなく、ビームは慣性に従った運動をすることになる。一方、イオンビームの空間電荷に対して電子の空間電荷が極めて高い $n_e \gg n_i$ の場合には、イオンに働らく電界は、 $E_r = -en_e \cdot r / 2\epsilon_0$ となるから、イオンビームが軸方向に一定速度 v_i で運動していれば、その包絡線運動は次式で表わされる。

$$r = r_a \cos \left\{ \left(\frac{en_e}{4\epsilon_0 V} \right)^{\frac{1}{2}} z + \theta \right\} \quad (3-66)$$

ここに、 V はイオンビームの加速電圧、 r_a 、 θ は初期条件によって与えられる定数を表わす。上式からわかるように、電子密度の高い領域を通過するイオンビームは、それまでのビームの運動が軸に平行であっても、必ず集束性に向かう運動に変わることがわかる。ビームプラズマ形イオン源では、電子銃のカソード近傍における電子密度の特に高い領域では、イオンビームはこのような運動をすると考えられる。

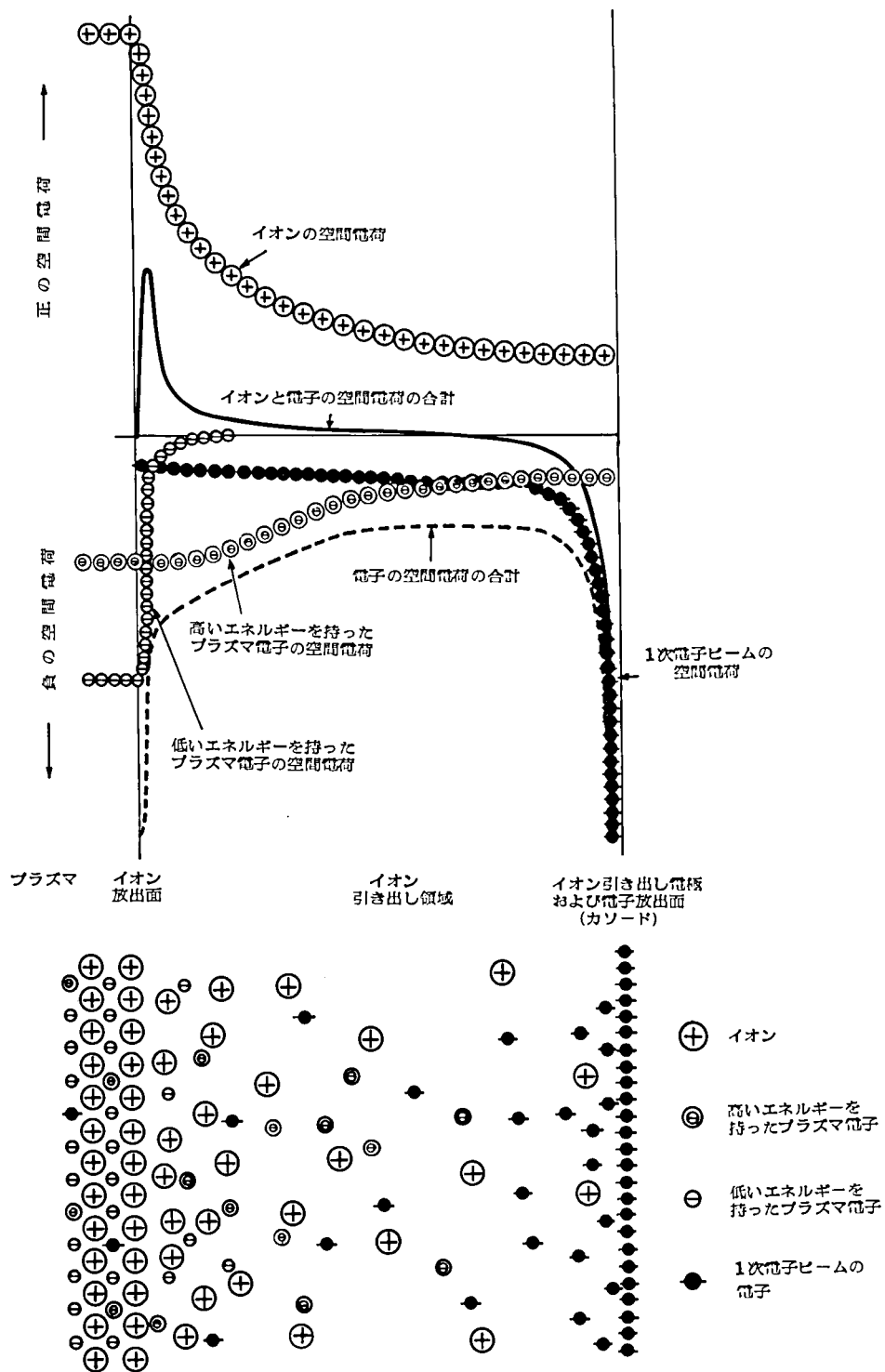


図3-32 ビームプラズマ形イオン源のイオン引き出し系における電子によるイオンの空間電荷中和の原理図。

ii) 引き出し得るイオン電流の空間電荷制限の緩和

電子によるイオンの空間電荷の中和の軸方向に対する効果としては、引き出し得るイオン電流の空間電荷制限の緩和として現われる。ここでは、初めに、空間電荷中和に供する電子が1次電子ビームだけである場合について考える。簡単のために、イオン放出面と電子放出面、すなわち、カソードが平板構造で相対しているとし、プラズマの電子温度を無視することにする。イオン電流密度 J_i と電子電流密度 J_e の比を次式のように表わす。

$$\alpha = \frac{J_e}{J_i} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (0 \leq \alpha \leq 1) \quad (3-67)$$

$\alpha = 0$ のときはイオン電流だけの場合に相当する。このときの引き出し得る電流はチャイルド・ラングミュアの空間電荷制限電流であり、 J_{si} で表わすことにする。 $\alpha \neq 0$ のときに得られるイオン電流を J_i とすると、 J_i/J_{si} の比は α の変化に対して図 3-33 のように変化する。^{42), 43)} $0 < \alpha < 1$ の条件は電子銃を温度制限領域で使用した場合に相当する。特に $\alpha = 1$ 、すなわち、電子電流が空間電荷制限領域にある場合には、この比は次のようになる。

$$J_i = 1.86 J_{si} \quad (3-68)$$

ここに、
$$J_{si} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (2-51)$$

このように、イオン引き出し系において電子ビームだけによるイオンの空間電荷中和においては、空間電荷制限は最大 1.86 倍緩和されることがわかる。¹⁰⁾

次に、1次電子ビームだけでなくコレクタ電極からの2次電子ビームやビームプラズマ電離によってマイクロ波加熱され高いエネルギーを持ったプラズマ電子などが、イオン引き出し系のイオンの空間電荷を効果的に中和する場合について考える。簡単化のために、図 3-32 に示すようにイオン引き出し系内に存在する電子として、次の3成分のものにより構成されるものとする。すなわち、①カソードからの1次電子ビーム、②低い電子温度を持つエネルギーがマックスウェル・ボルツマン分布をする通常のプラズマ電子、③コレクタからの2次電子ビームや高いエネルギーを持つプラズマ電子を代表して、エネルギーがマック

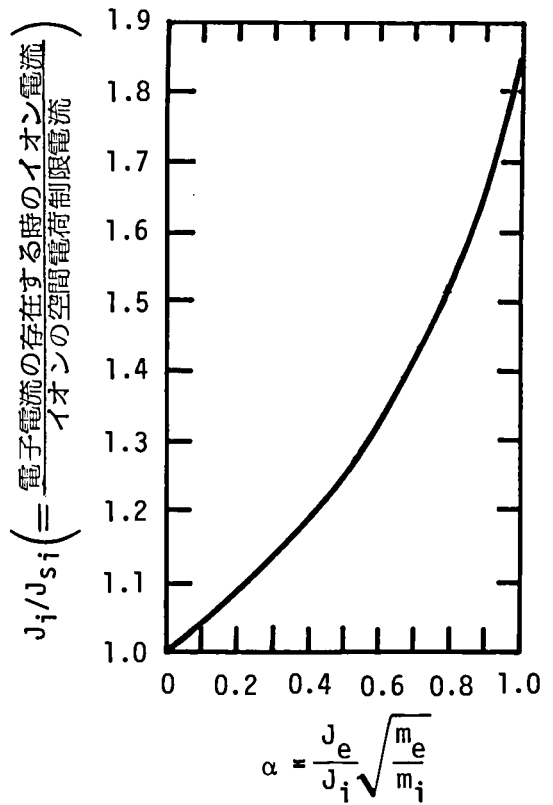


図 3-33. 電子電流による中和効果のある場合のイオン電流。

スウェル・ボルツマン分布をする高い電子温度を持つプラズマ電子。従って、イオン引き出し系内におけるポアソンの式は次式ようになる。

$$\frac{d^2 U}{dz^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \left\{ J_i \sqrt{\frac{m_i}{2e(U+U_0)}} - J_e \sqrt{\frac{m_e}{2e(V-U)}} - en_{e1} \exp\left(-\frac{eU}{kT_{e1}}\right) - en_{e2} \exp\left(-\frac{eU}{kT_{e2}}\right) \right\} \quad (3-69)$$

ただし、 m_i 、 m_e はイオンおよび電子の質量、 J_i 、 J_e はイオンおよび電子の電流密度、 U_0 はプラズマからのイオンの初速エネルギー、 n_{e1} 、 n_{e2} は低いおよび高い電子温度を持つプラズマ電子の密度、 T_{e1} 、 T_{e2} はそれらの電子温度を表わす。また、電位 U は解析の理解を容易にするためにプラズマ面で $U=0$ 、イオン引き出し電極、すなわち、カソード面で $U=V$ として、実際の電位とは符号を反転して表わした。引き出し得るイオン電流を求めるには、式 3-69 を適当な境界条件を用いて解けばよいが、その境界条件としては以下に示す 3 条件が必要である。すなわち、 $U=0$ のプラズマ領域では空間電荷は完全に中和されているから次式が成り立つ。

$$J_i \sqrt{\frac{m_i}{2eU_0}} - J_e \sqrt{\frac{m_e}{2eV}} - e(n_{e1} + n_{e2}) = 0 \quad (3-70)$$

また、安定解があるためにはイオン引き出し系内では $(dU/dz)^2 \geq 0$ である必要がある。これはポームの条件³⁷⁾と呼ばれ次式で表わされる。

$$J_i \sqrt{\frac{m_i}{2e}} \sqrt{\frac{1}{U_0^3}} + J_e \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \sqrt{\frac{1}{V^3}} - \frac{2n_{e1}e^2}{kT_{e1}} - \frac{2n_{e2}e^2}{kT_{e2}} = 0 \quad (3-71)$$

さらに、引き出し電極面、すなわち、カソード面において電子が空間電荷制限で放出されるとすれば、この面では電界が零であるから次式が成り立つ。

$$J_i \sqrt{\frac{m_i}{2e}} (\sqrt{V+U_0} - \sqrt{U_0}) - J_e \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \sqrt{V} + \frac{n_{e1}kT_{e1}}{2} \left\{ \exp\left(-\frac{eV}{kT_{e1}}\right) - 1 \right\} + \frac{n_{e2}kT_{e2}}{2} \left\{ \exp\left(-\frac{eV}{kT_{e2}}\right) - 1 \right\} = 0 \quad (3-72)$$

これらの条件式を用いて式 3-69 を解き、イオン電流について整理すれば、引き出し得るイオン電流密度は次式で与えられる。

$$J_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \cdot \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \cdot r \quad (3-73)$$

ここに,

$$r = \left[\frac{3}{4} \int_{y_0}^1 \frac{dy}{\sqrt{y+y_0} - \sqrt{y_0} + \frac{1-y-1}{\sqrt{y_0}} + \frac{y_0+1}{y_0\sqrt{y_0}} C(y)} \right]_0^2 \quad (3-74)$$

また,

$$C(y) = \frac{\frac{\alpha_1}{2}(1-\lambda)(e^{-\frac{y}{\alpha_1}}-1) + \frac{\alpha_2}{2}\lambda(e^{-\frac{y}{\alpha_2}}-1) + 1 - \sqrt{1-y}}{\frac{2}{\alpha_1}(1-\lambda) + \frac{2}{\alpha_2}\lambda + 1} \quad .$$

$$\text{ただし, } \frac{U}{V} = y, \quad \frac{U_0}{V} = y_0, \quad \frac{kT_{eJ}}{eV} = \alpha_j, \quad \frac{n_{e2}}{n_{e1} + n_{e2}} = \lambda \quad .$$

式3-74で示した空間電荷制限緩和係数 r は、電子でのイオンの空間電荷中和効果によるイオン電流の空間電荷制限の緩和の程度を表わす。図3-34には、全プラズマ電子密度に対する高い電子温度を持つプラズマ電子の密度の比

λ と空間電荷制限緩和

係数 r の関係を示す。

図には1次電子ビームが空間電荷制限で入射した場合を $\lambda_b = \text{最大}$ として実線で、1次電子ビームがない場合を $\lambda_b = 0$ として太い破線で、電子ビームが温度制限で入射する場合を細い破線で示した。電子温度の高い電子の量が相対的に多くなれば空間電荷制限緩和係数 r は急激に大きくなり、

$\lambda \approx 0.1$ 近傍では数10程度に達する。また、

1次電子ビームが空間電荷制限で入射する場合とそれが全くない場合では、 r の値は常に2倍程度、1次電子ビームがある場合が大きい。このように、イオン引き出し系内に1次電子ビームが存在し、また、2次電子ビームやマイクロ波加熱されたプラズマ電子のようなエネルギーの高いプラズマからの電子が十分存在すれば、空間電荷制限は非常に緩和され、大電流密度のイオンビームが容易に引き出し得ることがわかる。図3-35には高い電子温度を持つプラズマ電子のエネルギーの変化に対する空間電荷制限緩和係数 r の値の変化を示す。高い電子温度を持つプラズマ電子のエネルギーは高いほど中和効果がよく効くが、

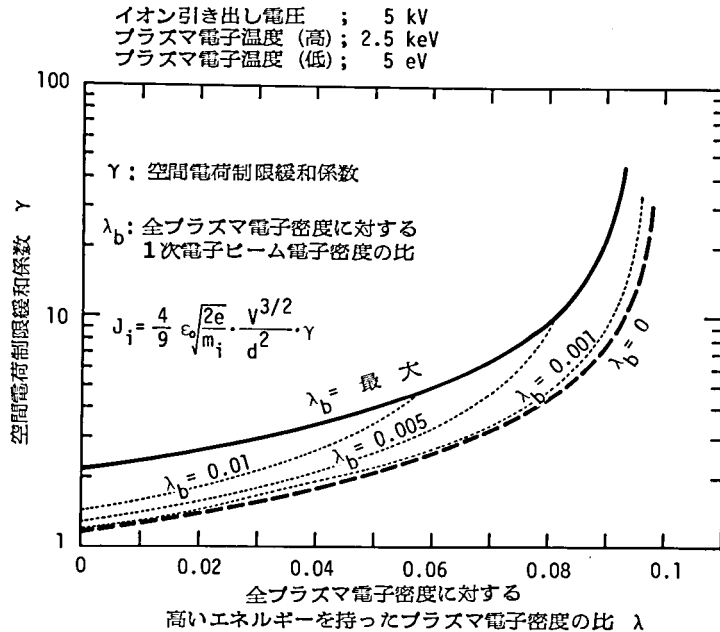


図3-34. 全プラズマ電子密度に対する高い電子温度を持つプラズマ電子密度の比と空間電荷制限緩和係数との関係。

この効果は全プラズマ電子密度に対する高い電子温度を持つプラズマ電子密度の比 λ が大きいほど顕著である。

イオン引き出し系において、電子によるイオンの空間電荷中和のある場合、一例として λ が変化したときの電位分布および空間電荷密度分布を計算したものが図3-36、図3-37、図3-38、図3-39 および図3-40である。図3-36は電位分布を示す。また、図3-37はそれに対応するイオンの空間電荷密度分布、図3-38は電子の全空間電荷密度分布を示す。図3-39には全電子空間電荷密度の各成分について代表的な λ の値の場合について示した。図3-40にはイオンと電子を合成した全空間電荷密度分布を示す。これらの図から、電子によるイオンの空間電荷中和によって、引き出し系の電位分布をあまり乱すことなく多量のイオンの引き出しが可能となることがわかる。このようにして、引き出し得るイオン電流の空間電荷制限が極めて効果的に緩和されることがわかる。^{44), 45)}

iii) イオン放出面の形状

電子によるイオンの空間電荷

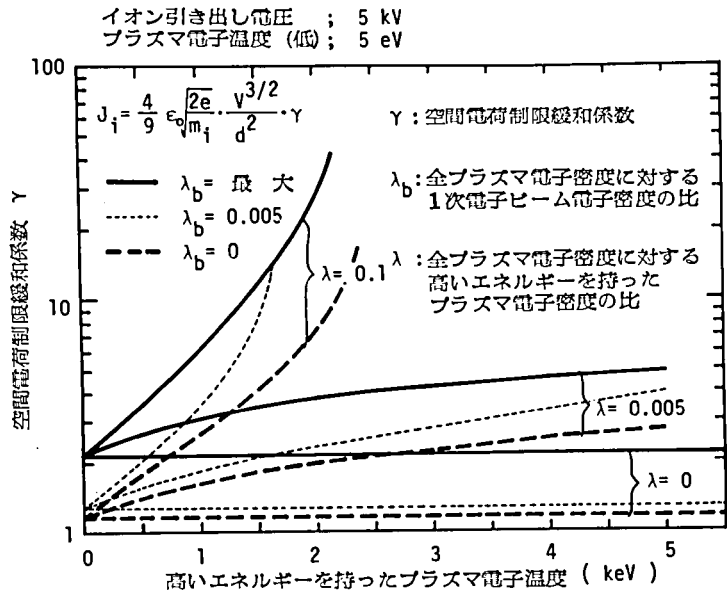


図3-35. 高い電子温度を持つプラズマ電子のエネルギーの変化に対する空間電荷制限緩和係数の値の変化。

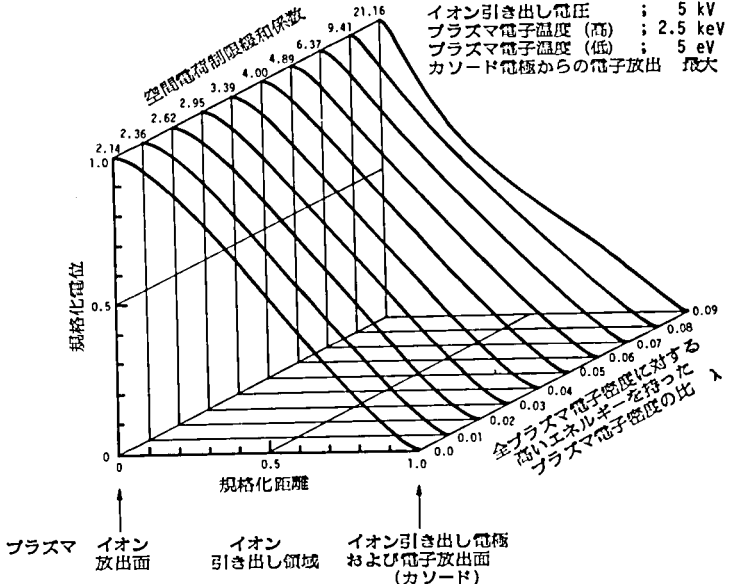


図3-36. 電子による空間電荷中和のある場合のイオン引き出し系の電位分布。

中和がある場合には、前項
iii)で示したシース距離は、
空間電荷制限緩和係数 r を
用いて次式のように与えら
れる。³⁹⁾

$$d'_s = d_s \cdot r^{\frac{1}{2}} \quad (3-75)$$

ここに、 d_s は式 2-52 で与
えられる中和のない場合の
シース距離である。中和の
ない場合とプラズマ密度、
電子温度、引き出し電圧の
条件が同じときシース距離
は $r^{\frac{1}{2}}$ に比例して大きくな
るから、電子によるイオンの
空間電荷中和効果が十分
であれば、イオン放出面は
より凹形になることが容易
に想像できる。電子による
イオンの空間電荷中和効果
によるイオン放出面の形状
の変化の様子を定量的に議
論するには、以下に示すよ
うにイオン引き出し系を円
筒座標および球座標のポア
ソンの式を用いて解析する
方法や、イオン引き出し系
の荷電粒子の動きを直接計
算機シミュレーションによ
って求める方法がある。

簡化のために、1 次電
子ビームだけが存在する場
合についてポアソンの式を
解析する。イオンは初速エ

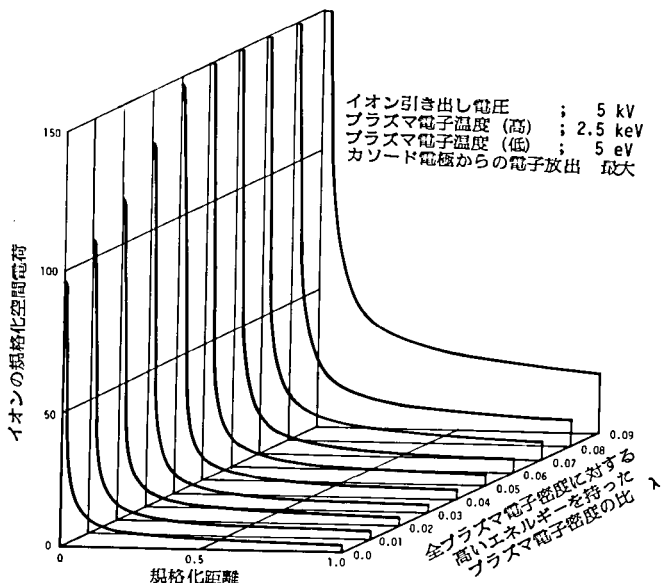


図 3-37. 電子によるイオンの空間電荷中和のある場合のイ
オン引き出し系のイオンの空間電荷密度分布。

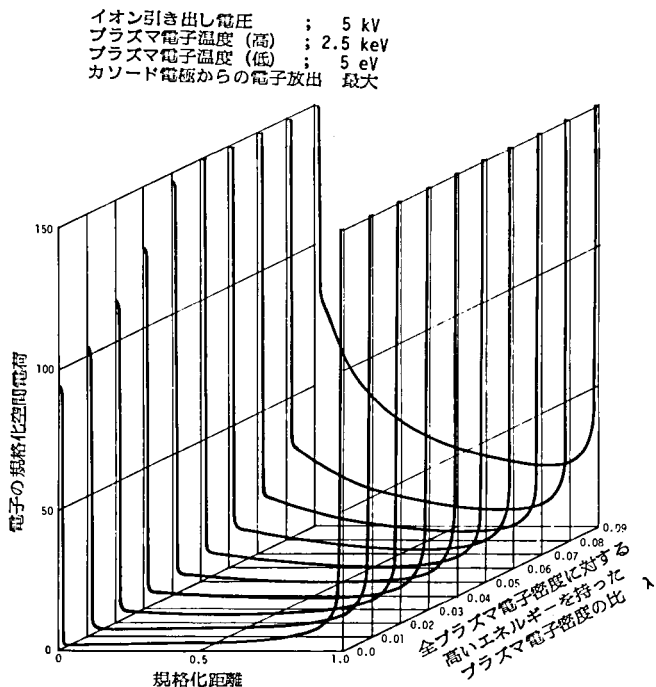


図 3-38. 電子によるイオンの空間電荷中和のある場合のイ
オン引き出し系の全電子の空間電荷密度分布。

イオン引き出し電圧 ; 5 kV
 プラズマ電子温度 (高) ; 2.5 keV
 プラズマ電子温度 (低) ; 5 eV
 カソード電極からの電子放出 最大

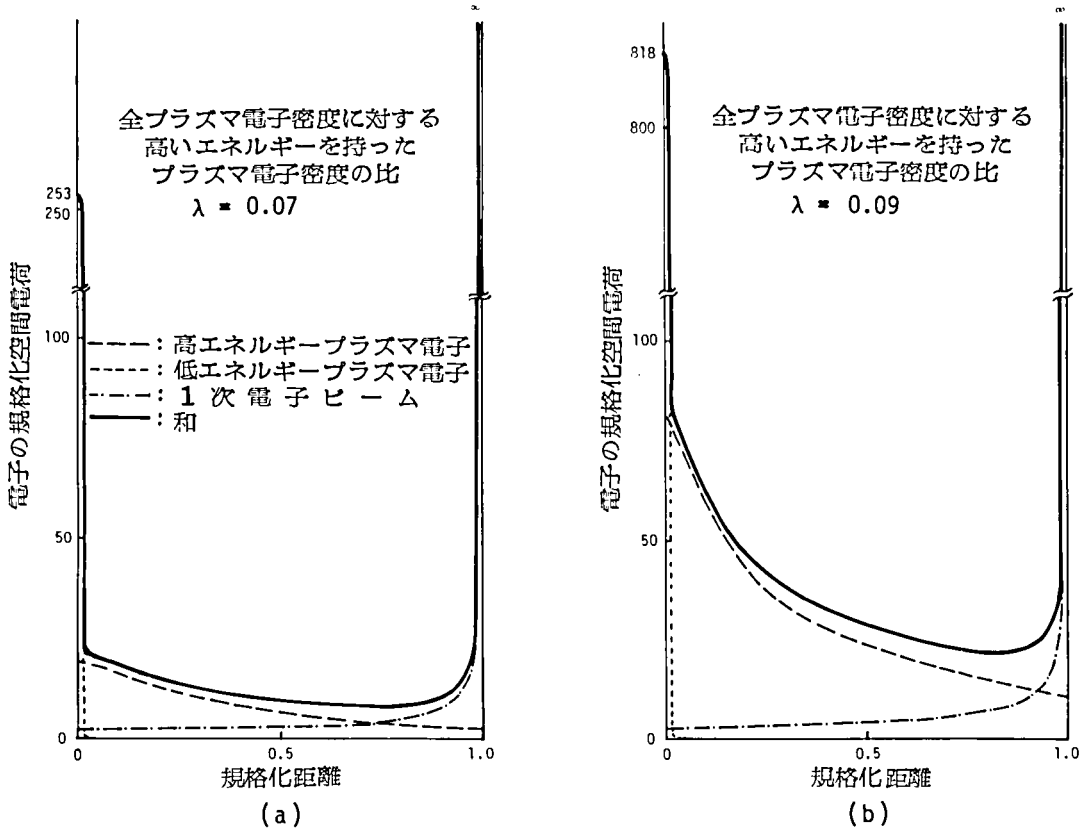


図 3-39. 電子によるイオンの空間電荷中和のある場合のイオン引き出し系の全電子空間電荷密度の各成分分布。

エネルギーを持ちプラズマから放出されるものとして、プラズマ中のエネルギーはマックスウェル・ボルツマン分布をしているものとする。このような場合、円筒座標でのポアソンの式は非線形となり次式で表わされる。

$$\frac{1}{\rho_D} \frac{\partial}{\partial \rho_D} \left(\rho_D \frac{\partial \phi}{\partial \rho_D} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi_D^2} = (1 + B_e \phi_k^{-1/2}) (1 + A_i \phi)^{-1/2} - \exp(-\phi) - B_e (\phi_k - \phi)^{-1/2}. \quad (3-76)$$

ここに ρ_D および ξ_D はデバイ長で規格化した径方向および軸方向の座標を表わし、 ϕ および ϕ_k は電子温度で規格化した任意の位置の電位およびカソード電位を表わす。 A_i はイオンの初速エネルギーに対する電子温度の比を表わし、 $\sqrt{4\pi B_e}$ はプラズマからの電子飽和電流に対する 1 次電子ビーム電流の比を表わす。

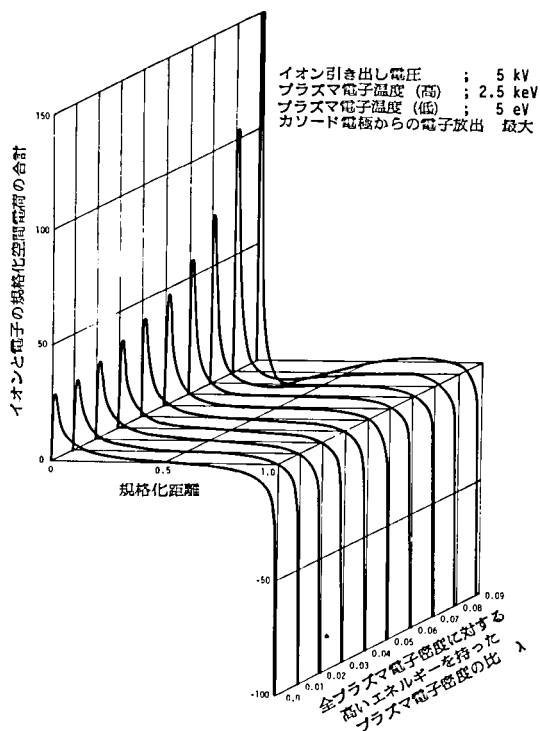


図 3-40. 電子によるイオンの空間電荷中和のある場合のイオン引き出し系のイオンと電子を合成した全空間電荷密度分布。

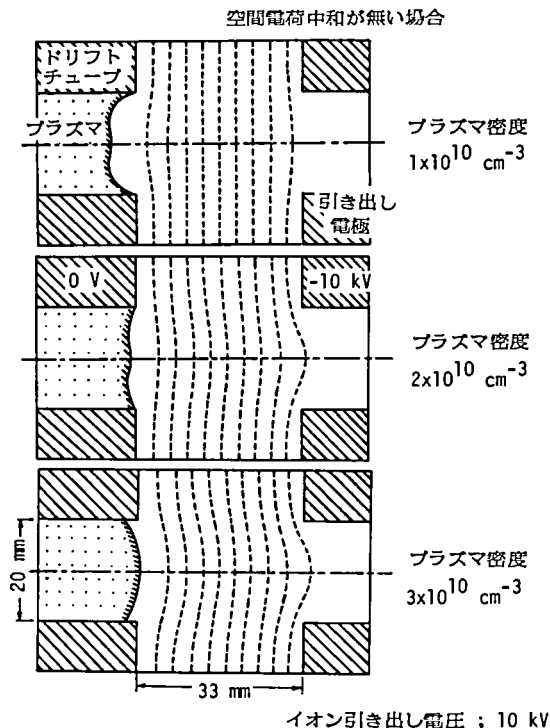


図 3-41. 1次電子ビームによるイオンの空間電荷中和を行わない場合のプラズマ密度を変化したときのイオン放出面の形状の変化。

式 3-76 を計算機による数値解法を用いて解き、電位分布を求めることができる。図 3-41 は、1 次電子ビームによるイオンの空間電荷中和を行わない場合 ($B_e = 0$) において、プラズマ密度を変化したときの

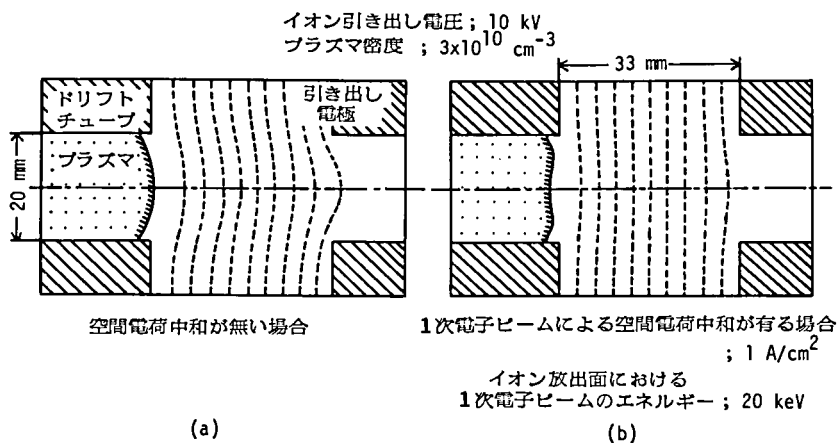


図 3-42. 1 次電子ビームを入射しない場合(a)と入射した場合(b)のイオン放出面形状。

イオン放出面の形状の変化の一例を示す。前項iii)で示したように、プラズマ密度を増加するとシース距離 d_s が増加するため、イオン放出面は凹形から凸形に変わることがわかる。図3-42は1次電子ビームを入射しない場合と入射した場合のイオン放出面の形状を示す。1次電子ビームによるイオンの空間電荷中和効果によりシース距離が長くなり、イオンの放出面の形状がより凹形になることがわかる。⁴⁶⁾

イオン放出面の凸形や凹形の程度を定量化するために、引き出し系を球座標で解くことによって調べることができる。式3-76と同様に、1次電子ビームだけが存在する場合について考えると、球座標のポアソンの非線形方程式は次式で表わされる。

$$\frac{1}{\eta_D^2} \frac{d}{d\eta_D} \left(\eta_D^2 \frac{d\phi}{d\eta_D} \right) = \left(1 + \frac{a_D^2}{r_D^2} B_e \phi_k \right)^{-1/2} \frac{r_D^2}{\eta_D^2} \left(1 + A_i \phi \right)^{-1/2} - \exp(-\phi) - \frac{a_D^2}{\eta_D^2} B_e (\phi_k - \phi)^{-1/2} \quad (3-77)$$

ここに η_D , r_D および a_D はデバイ長で規格化した径方向座標、イオン放出面の曲率半径および曲率中心と引き出し電極間距離を表わす。式3-77を計算機による数値解法により解き、イオン放出面の凸形および凹形の程度をその曲率半径で表わすことができる。

図3-43はプラズマ密度を変化したときの曲率半径の変化の様子を示したものである。⁴⁶⁾1次電子ビームが入射しているときは、それが無いときの曲線に比べて、プラズマ密度の高い方に空間電荷制限緩和係数程度の約2倍平行移動していることがわかる。すなわち、空間電荷制限緩和係数の値 γ は、イオンビームの光学的特性を乱すことなく γ 倍電流密度の高いイオンビームを引き出すことができることを示しているとも解釈することができる。図3-44には1次電子ビーム電流密度をパラメータとしたときのイオン引き出し電圧に対するイオン放出面の曲率半径の変化を示す。1次電子ビームによるイオンの空間電荷中和、すなわち、空間電荷制限の緩和があれば、プラズマ密度が同一条件下でより低い引き出し電圧でも、光学特性の良好なイオンビームを引き出し得ることがわかる。

上述した解析方法に対して、プラズマからのイオンの引き出しを直接荷電粒子の軌道を追う計算

機シミュレーション法を用いることによって、イオン放出面の形状の決定やイオンビームの軌道を求めることができる。図3-45は、ビームプラズマ形イオン源のイオン引き出し系の計算機シミュレーションの一例をある。⁴⁷⁾イオン電流が0.11 A、1次電子ビーム電流が0.3 Aのとき、コレクタ電極からの2次電子のエネルギーが0 Vから5 kVまで変化したときのイオン放出面の形状とイオンビームの軌道を示す。2次電子ビ

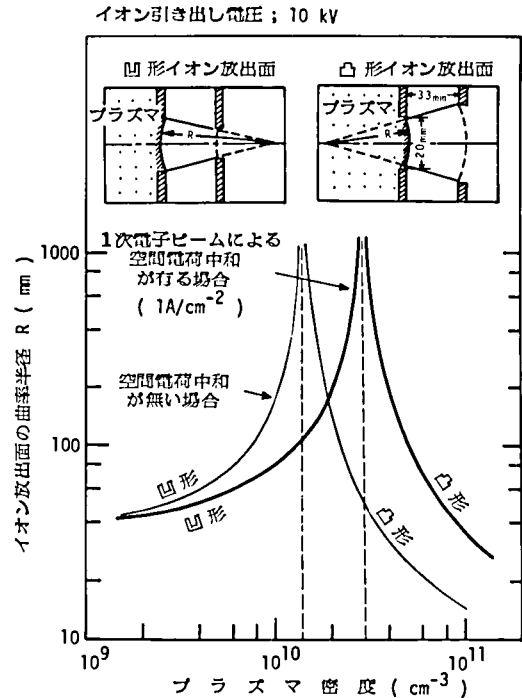


図3-43. プラズマ密度を変化したときのイオン放出面の曲率半径の変化。

ームによる空間電荷中和が行われれば、イオン放出面の形状はより凹形になる。このようなイオン放出面の形状の変化と、空間電荷力によるビームの径方向への発散が抑えられることにより、集束性のよいイオンビームとなって引き出されることがわかる。

3-4. 高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源の動作原理

高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源は、カソードからドリフトチューブ内に導入した1次電子ビームだけでなく、コレクタ電極に1次電子ビームが衝突することによって放出される2次電子を積極的に加速し、ドリフトチューブ内に導入して、ビームプラズマ電離に利用する。そのために、コレクタ領域を高真空に排気して、コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を1次電子ビーム加速電圧まで印加できるように改良した

イオン源である。^{44), 45)} 1次および2次電子ビームのビームプラズマ電離によって高密度プラズマが生成され、イオン引き出し系のイオンは1次および2次電子そしてビームプラズマ電離によるマイクロ波加熱によって高エネルギーを持ったプラズマ電子によって効果的に中和され、低い引き出し電圧においても大電流イオンビームを引き出すことができる。

3-4-1. 構造

基本的構造は3-1節に示したビームプラズマ形イオン源とほぼ同様で、電子銃を備えたイオン引き出し系、ドリフト空間およびコレクタ領域により構成される。図3-46に高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源の動作原理図を示す。

i) 電子銃を備えたイオン引き出し系

大電流の1次電子ビームを得るためアスペクト比の大きな電子銃を用いる。電子銃のカソードの一例として、円形状に巻いたタングステン線により作られた直熱形フィラメントを用いることができる。カソード電極、ウェーネルト電極およびアノード電極により、アスペクト比が1、あるいはそれ以上の値を持つ高パービアンスの電子銃を構成することができる。ドリフトチューブの下端に位置しているアノード電極はイオン引き出し系のプラズマ拡張室を兼ね、また、ウェーネルト電極はイオン引き出し電極を兼ねている。ビームプラズマ電離によりドリフトチューブ内で生成された高密度プラズマがプラズマ拡張室へ拡散し、そこに形成されたイオン放出面からイオンビームが引き出される。

ii) ドリフト空間

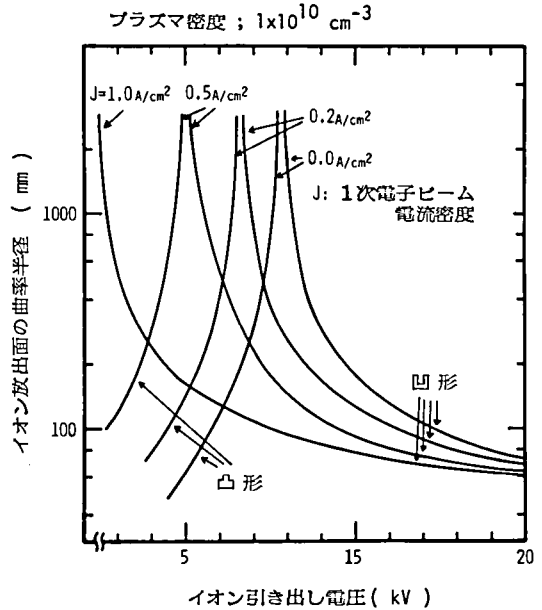


図3-44. 1次電子ビーム電流密度をパラメータとしたときのイオン引き出し電圧に対するイオン放出面の曲率半径の変化。

ドリフト空間には、電子銃から入射してくる1次電子ビームと、1次電子ビームがコレクタ電極を衝撃しその結果放出される2次電子ビームとなって加速されて入射してくる2次電子ビームが共存する。これらの電子ビームが、ドリフト空間内で生成されるプラズマと積極的に相互作用をして、電離効率のよいビームプラズマ電離が起こり、高密度のプラズマが生成される。ドリフト空間には強い軸方向磁界を設けて1次および2次電子ビームを集束し、生成されたプラズマの閉じ込めを行う。また、この強い磁界によりビームプラズマ電離による高密度のプラズマ生成を行うことができる。ドリフトチューブ内で生成されたプラズマがイオン引き出し方向へ容易に移動できるように、ドリフト空間の軸方向磁界の強さをコレクタ側をより強くすることも可能である。この構造のイオン源では、ドリフト空間の両端であるコレクタ領域およびイオン引き出し系の何れの領域も高真空中に排気する必要がある。ガス系のコンダクタンスを低くしてガス効率を良くし、ビームプラズマ電離を有効に生じさせるために、ドリフトチューブの中央からイオン化したいガスを導入する。

iii) コレクタ領域

コレクタ電極を衝撃した1次電子ビームにより放出される2次電子をビームとして加速し、ドリフトチューブ内に導入して、ビームプラズマ電離やイオン引き出し系のイオンの空間電荷中和に積極的に利用することができる。2次電子ビームの加速電圧として、最大1次電子ビーム電圧まで印加できるようにするため、コレクタ領域を高真空中に排気する必要がある。また、コレクタの電極系は、1次電子ビームの衝撃によってコレクタ電極から放出された2次電子の内、できるだけ多くがビームとなってドリフトチューブ内へ導入されるような電極構造であることが望ましい。

3-4-2 動作原理

高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源におけるエネルギーの流れ図を図3-47に示す。

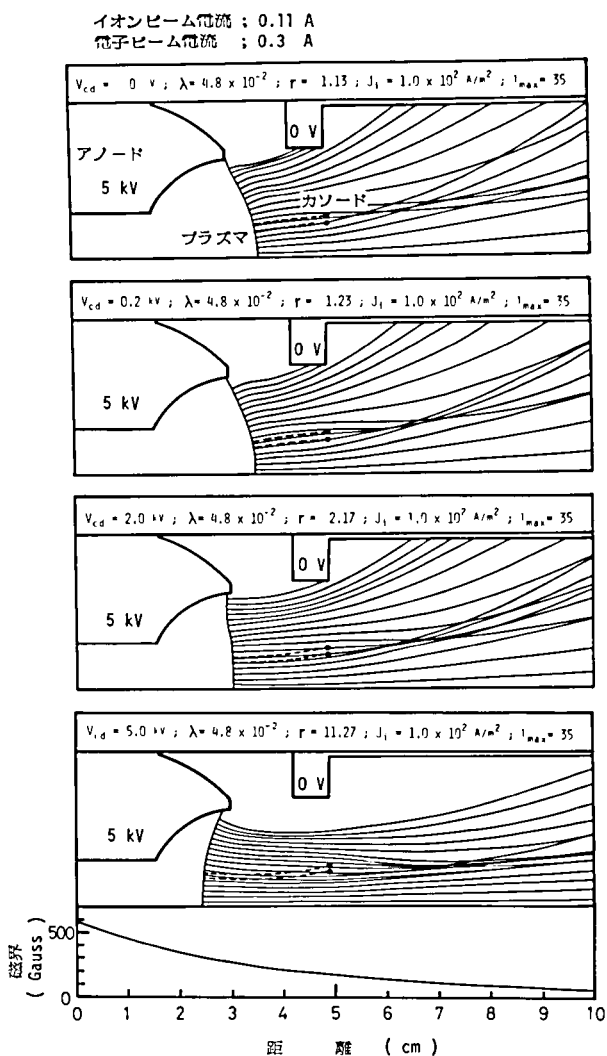


図3-45. 2次電子ビームのエネルギーを変えた場合のイオン引き出し系のイオン放出面の形状およびイオンビームの軌道を計算機シミュレーションによって求めた図。

1 次電子ビームおよび 2 次電子ビームのビームプラズマ相互作用を有効に利用して、ビームプラズマ電離による高密度のプラズマ生成と、電子ビームやエネルギーの高いプラズマ電子によるイオンの空間電荷中和を利用した大電流イオンビーム引き出しを行う。

いま、1 次電子ビームおよび 2 次電子ビームの加速電圧をそれぞれ V_1 および V_2 とする。 $V_1 > V_2$ のときコレクタ電極から放出、加速されビームとなった 2 次電子は、ドリフトチューブの上端から入射してその中を通過し、下端からイオン引き出し系内へはみ出すが、イオン引き出し系内の電界によって反射され、再びドリフトチューブの下端からその中へ入射し往復運動を繰り返す。このような状況におけるビームプラズマ相互作用の分散図の一例を図 3-48 に示す。図に示した種々の波の相互間で生じる能動的な相互作用

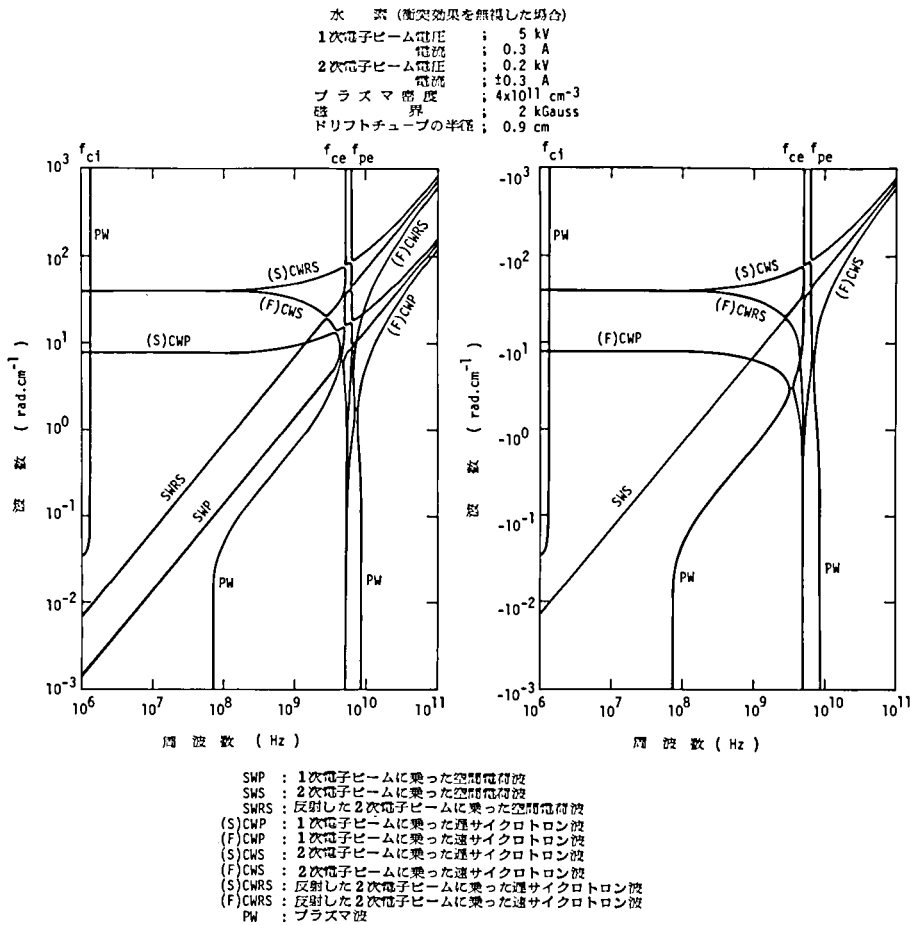
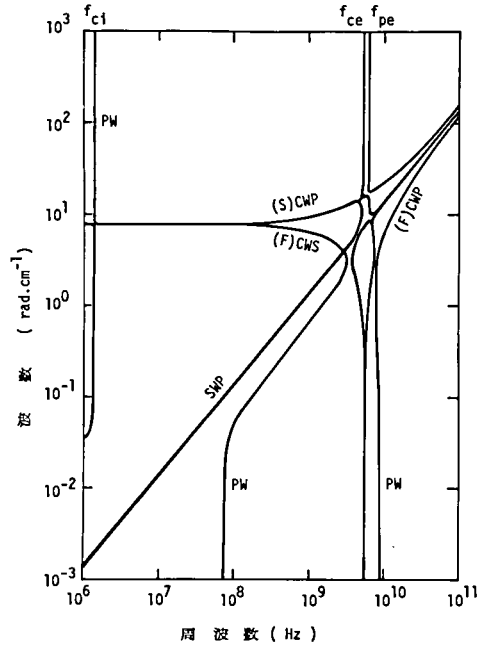


図 3-48. 1 次電子ビーム電圧に対して、2 次電子ビーム電圧が低い場合のビームプラズマ相互作用の分散図の一例。図 3-14 (b) の分散図に対して、この分散図にはドリフト空間を往復する 2 次電子ビームに乗った波が加わっている。

用は、3-2-1 項にも示したように、主なものとして、プラズマ波 (PW) と 1 次電子ビームに乗った空間電荷波 (SWP) 間、プラズマ波と 2 次電子ビームに乗った空間電荷波 (SWS) 間、プラズマ波と反射してきた 2 次電子ビームに乗った空間電荷波 (SWRS) 間の相互作用によるものである。これらの波の相

水素（衝突効果を無視した場合）

1次および2次電子ビーム電圧 ; 5 kV
 1次および2次電子ビーム電流 ; 0.3 A
 プラズマ密度 ; $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
 磁界 ; 2 kGauss
 ドリフトチューブの半径 ; 0.9 cm



SWP : 1次電子ビームに乗った空間電荷波
 (S)CWP : 1次電子ビームに乗った遅サイクロトロン波
 (F)CWP : 1次電子ビームに乗った速サイクロトロン波
 (F)CWS : 2次電子ビームに乗った速サイクロトロン波
 PW : プラズマ波

図3-49. 1次電子ビーム電圧と2次電子ビーム電圧が同じ場合のビームプラズマ相互作用の分散図の一例。

相互作用による発振の開始時における不安定性は、何れも絶対不安定性である。また特に、1次電子ビームと2次電子ビームのエネルギーが同じ、すなわち、 $V_1 = V_2$ になれば、1次電子ビームがコレクタ電極に衝突することなく反射し、ドリフトチューブ内を往復運動することになる。このような場合の分散図の一例を図3-49に示す。この場合においても、主な相互作用は、プラズマ波(PW)と1次電子ビームに乗った空間電荷波(SWP)間およびプラズマ波と反射してきた1次電子ビームに乗った空間電荷波間の相互作用である。発振周波数は電子サイクロトロン周波数とプラズマ周波数の2乗平均に近い2~20GHzのマイクロ波領域である。このマイクロ波によって加熱されたプラズマ中の電子により効率よく電離が行われ、高密度のプラズマが生成される。このビームプラズマ電離を効率よく生じさせるためには、1次および2次電子ビームの電流や電圧、ドリフトチューブ内のガス圧力などを最適な値に設定する必要がある。このイオン源のイオン引き出し系では、1次電子ビームをイオンの空間電荷中和と集束に利用すると同時に、2次電子ビームのエネルギーを十分高くして、2次電子をドリフトチューブの下端のイオン放出面から引き出し系内に多量にはみ出させ、イオンの空間電荷を効果的に中和することができる。また、ビームプラズマ電離においてマイクロ波によって加熱され高いエネルギーを持ったプラズマ電子も、効果的に引き出し系内のイオンの空間電荷を中和する。これらの電子によって、イオンビームの引き出しにおける空間電荷制限を大幅に緩和して、低い引き出し電圧においても大電流のイオンビームを引き出すことができる。

3-4-3. ビームプラズマ電離を支配するパラメータ

イオン源のプラズマ生成に有効なビームプラズマ電離を起こすためには、与えられたプラズマ生成室の構造において、ある電子ビーム電圧に対し必要とする最小の電子ビーム電流値が存在する。また、能動的なビームプラズマ相互作用が生じるのに必要なプラズマ密度を得るために、ドリフトチューブ内のガス圧力にも閾値が存在する。

1) 電子ビーム電圧と電流

ビームプラズマ相互作用が生じていることを確認するための方法としては、イオン源のプラズマ生成室であるドリフトチューブ内で発生するマイクロ波電力を観測するのが最も適切な方法であると考えられる。このイオン源のマイクロ波の発振としては、1次および2次電子ビームの遅空間電荷波とプラズマ波間の相互作用による絶対不安定性に起因すると考えられるため、発振開始の条件は後進波管におけるものと同様に考えることができる。後進波管の発振開始の条件はすでに詳しく検討されており、よく知られた次式で与えられる。⁴⁸⁾

$$\frac{\beta_b \cdot L_i}{2\pi} \geq \frac{0.314}{C} \quad (3-78)$$

ここに、 $\beta_b (= \omega/v_b)$ は速度 v_b の電子ビームに乗った波の波数、 L_i は相互作用領域の長さ、 C は結合係数を表わす。3-2-1項で示したビームプラズマ相互作用領域Bにおいては、結合係数 C を等価的に次式のようにおくことができる。⁸⁾

$$C^3 = \frac{\omega_{pb}^2}{2\omega^2 K_{\parallel}} \quad (3-79)$$

従って、式3-78の条件を、発振開始に必要な最小の電子ビーム電流として書き換えると、次式のようになる。

$$I_{\min} = A \cdot L_i^{-3} \cdot V^2 \quad (3-80)$$

ここに V は電子ビームの加速電圧、 A はプラズマ密度と磁界に依存する係数である。

発振開始の条件を周波数の虚数部を用いて表わせば次式のようになる。

$$|\omega_{si}|_{\min} = 4.1 \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_b} \right)^{-1} \cdot L_i^{-1} \quad (3-81)$$

ここに、 v_p はプラズマ波の群速度である。プラズマ密度の関数として ω_{si} の値が得られているから、その関係から閾値プラズマ密度を計算することができる。

一方、絶対不安定性で開始した発振は、さらに、電子ビーム電流が増加すると発振の振幅も大きくなり、非線形の効果が生じる。この発振が最も生じ易くなる準線形緩和の同調条件によれば、同調に必要な電流は式3-52にも示したように次式で表わされる。⁴⁹⁾

$$I = B \cdot L_i^{-1} \cdot V^{3/2}$$

(3 - 82)

ここに、Bは比例係数である。

電子ビーム電流を変化したとき、ビームプラズマ相互作用によるマイクロ波の発振の開始および準線形緩和による強い発振を観測するために、ドリフトチューブ内の発振電力を同軸プローブによって検出したのが図3-50である。図3-50(a)は2次電子ビーム電圧を零としておき、代表的な1次電子ビーム電圧に対

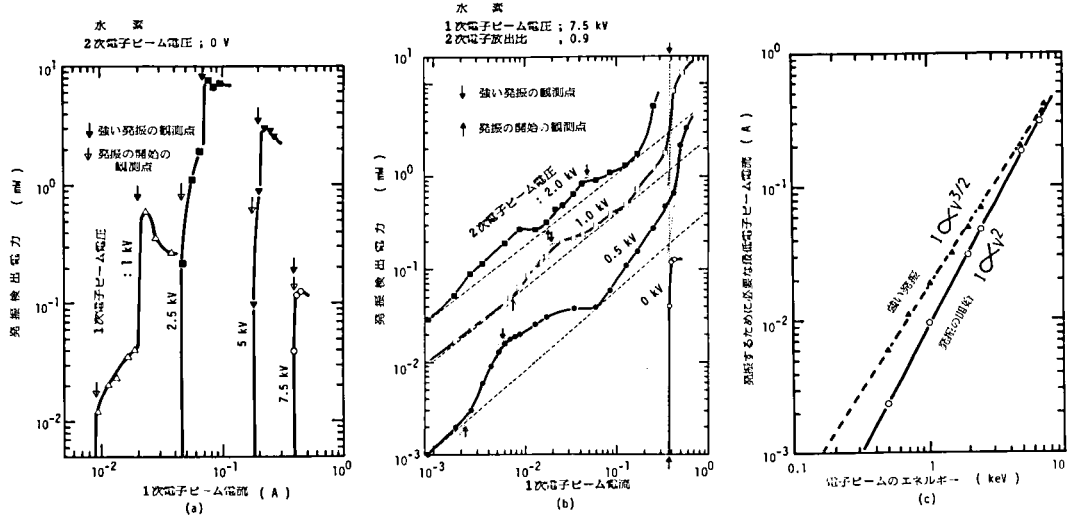


図3-50. (a) 2次電子ビーム電圧を零としたときの1次電子ビーム電流に対するマイクロ波発振検出電力、(b) 2次電子ビーム電流に対するマイクロ波発振検出電力、(c) 発振開始および準線形緩和による強い発振の電子ビーム電圧に対する電子ビーム電流の依存性。

して、1次電子ビーム電流を変化したときのマイクロ波の発振検出電力を描いたものである。また、図3-50(b)は、1次電子ビーム電圧を固定し、代表的な2次電子ビーム電圧に設定したときの電子ビーム電流の変化に対するマイクロ波発振検出電力を描いたものである。1次電子ビーム電圧が7kVのとき、銅コレクタ電極における2次電子放出比の観測値が約0.9であることを考慮すれば、電子ビーム電流に対する発振の開始や強い発振の観測点は、1次電子ビームであるか2次電子ビームであるかによらず同様であることがわかる。電子ビーム電圧に対して発振開始の電流値および強い発振が観測される電流値の依存性を描けば、図3-50(c)に示すように、それぞれ、式3-80および式3-82に与えられるように、電流の2乗および3/2乗に比例する依存性を示す。

ii) ガス圧力

ビームプラズマ電離を起こさせるためには、必要な最小のプラズマ密度、すなわち、閾値プラズマ密度が存在する。閾値プラズマ密度を得る有効な手段としては、2次電子ビーム電圧を変えてドリフトチューブのプラズマ密度の増加を図るか、プラズマ生成室であるドリフトチューブ内のガス圧力を増してプラズマ密度の増加を図る方法がある。従って、2次電子ビーム電圧とドリフトチューブ内のガス圧力をそれぞれ縦軸、横軸にとって、特性量を描き、ビームプラズマ電離の起きる領域区分をすることができる。1次電子ビーム電圧が5kVであれば、図3-50(c)からわかるように電流が0.15Aにおいて、強い発振が

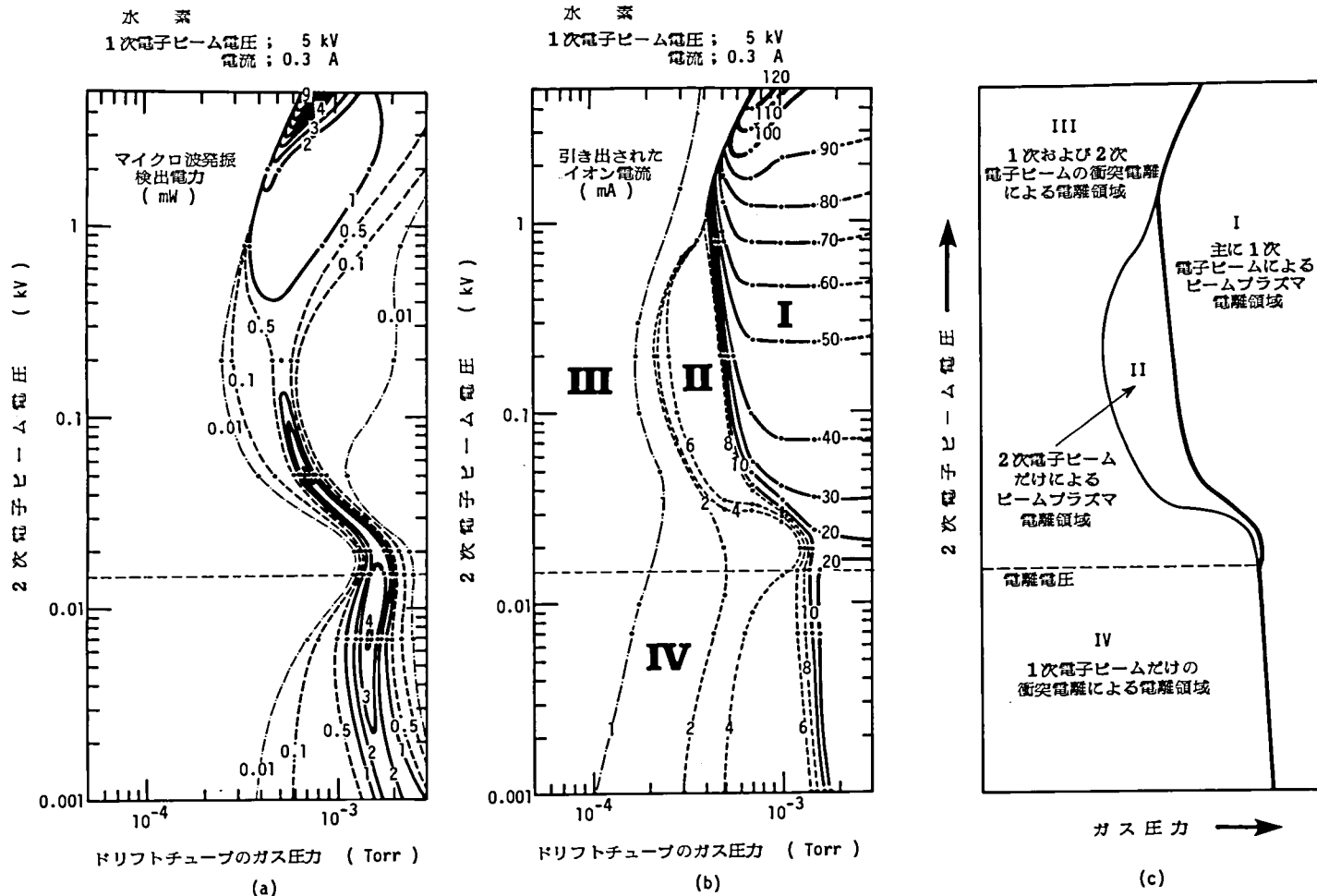


図 3-51. 1次電子ビームにより強い発振が生じ得る条件 (1次電子ビーム電圧5 kV, 電流 0.3 A) におけるドリフトチューブ内のガス圧力と2次電子ビーム電圧を両軸としたマイクロ波発振検出電力(a), 引き出されたイオン電流(b)および電離の領域区分(c)。

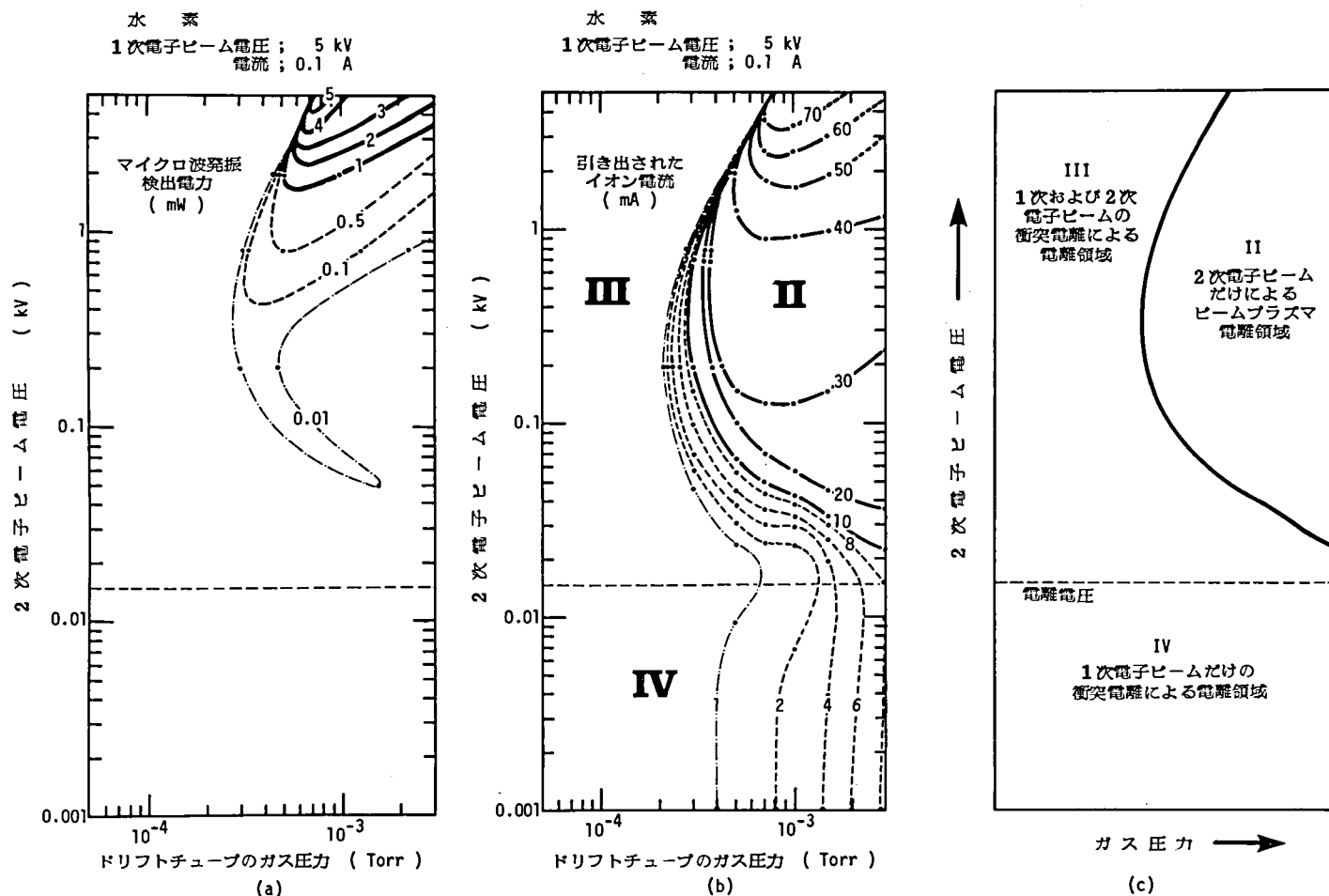


図3-52. 1次電子ビームにより発振が生じない条件(1次電子ビーム電圧5 kV, 電流0.1 A)におけるドリフトチューブ内のガス圧力と2次電子ビーム電圧を両軸としたマイクロ波発振検出電力(a), 引き出されたイオン電流(b)および電離の領域区分(c)。

生じる。図3-51および図3-52には、それぞれ1次電子ビームだけによって発振が生じ得る電流値0.3 A およびその発振が生じない電流値0.1 Aにおける特性図を示す。図3-51(a) および(b)は、2次電子ビーム電圧とドリフトチューブ内のガス圧力を両軸にとって、それぞれマイクロ波発振検出電力および、引き出されたイオン電流の大きさを等高線状に表わしたものを示す。これらの図では、1次電子ビーム電圧が5 kV、電流が0.3 Aの条件のものであるから、1次電子ビームによっては勿論、2次電子ビームによってもビームプラズマ電離が生じ得る。マイクロ波が検出される領域、すなわち、ビームプラズマで電離が起きる領域とマイクロ波が検出されずビームプラズマ電離が起きない領域が明確に区分される。図3-51 (b)に示した引き出されたイオン電流の図も併せて考慮すれば、図3-51 (c)に示したように、このイオン源のビームプラズマ電離に関する動作領域を4つに区分することができる。一方、図3-52 (a)および(b)に示すように、1次電子ビームによる発振には十分な電子ビーム電流量がない場合においても、エネルギーの低い2次電子ビームによりビームプラズマ電離が起き、図3-51 (c)におけると同様に図3-52 (c)に示したように動作領域を区分することができる。

(I) 主に1次電子ビームによるビームプラズマ電離領域：ガス圧力が適当であれば、2次電子ビームがなくても1次電子ビームだけによってビームプラズマ電離が生じる。従って、2次電子ビームのエネルギーが1 eV から5 keVに至るまで、適当なガス圧力以上では、強いマイクロ波発振が生じると共に、多くのイオン電流が引き出される。2次電子ビームのエネルギーが電離断面積の大きな数100 eV程度であれば、ビームプラズマ電離の起きる閾値プラズマ密度が低いガス圧力でも容易に得られるため、ビームプラズマ電離領域の境界がより低いガス圧力まで広がる。2次電子ビームのエネルギーが高くなれば、1次電子ビームと相乗したビームプラズマ電離が起きると同時に、2次電子ビームやマイクロ波加熱によって高いエネルギーとなったプラズマ電子がイオン引き出し系のイオンの空間電荷中和に有効に働き、より多くのイオン電流が引き出される。

(II) 2次電子ビームだけによるビームプラズマ電離領域：ビームプラズマ電離が生じるためには1次電子ビーム電流量が十分でないか、必要とするプラズマ密度が十分でない場合、1次電子ビームよりエネルギーの低い2次電子ビームにより、より少ない電流量において、あるいは、より低い閾値プラズマ密度でビームプラズマ電離が起これ得る。1次電子ビーム量がビームプラズマ電離が起きるために十分な図3-51 (b)の場合には、2次電子ビームだけによるビームプラズマ電離領域はより低い閾値プラズマ密度で起きる狭い領域に限られる。1次電子ビーム電流量がビームプラズマ電離が起きているためには十分でない図3-52 (b)の場合においては、ビームプラズマ電離領域全体が2次電子ビームによるものである。勿論、後者の場合には、1次電子ビームはマイクロ波発振には直接関係しなくても、ビームプラズマ電離として2次電子ビームとの相乗効果があるものと考えられる。

(III) 1次および2次電子ビームの衝突電離による電離領域：ビームプラズマ電離が起きない領域であるが、2次電子ビームのエネルギーがドリフトチューブ内のガスの電離電圧以上であるので、1次電子ビームおよび2次電子ビームが共に衝突電離をして、プラズマを生成する領域である。エネルギーの高い電子ビームが直接衝突して電離するだけであるため、得られるプラズマ密度は低く、従って、引き出されるイオン電流もビームプラズマ電離領域に比べて2桁から3桁少ない。

(Ⅳ) 1次電子ビームだけの衝突電離による電離領域：2次電子ビームのエネルギーがガスの電離電圧以下であるため、1次電子ビームだけの衝突電離によってプラズマが生成される。プラズマ生成率がガス圧力に比例するため、引き出されるイオン電流もガス圧力に比例する。

イオン源としては、ガス効率が良く電子温度の高いことが望ましい。このイオン源の動作条件としては、領域(I)に示したビームプラズマ電離が最も有効に起きる領域のうち、ガス圧力ができるだけ低く、マイクロ波発振検出電力が大きくて電子温度が高い、領域(I)と(Ⅱ)の境界部分が、イオン源の動作に適していると言える。また、図から明らかなように、2次電子ビームのエネルギーが高いほどイオン引き出し系におけるイオンの空間電荷中和が効果的に行われ、低い引き出し電圧においても多量のイオン電流を引き出すことができる。

3-4-4. イオン引き出し特性

図3-51(b)の領域(I)および図3-52(b)の領域(Ⅱ)で示したビームプラズマ電離領域では、引き出されたイオン電流量は2次電子ビームのエネルギーと共に変化している。1次電子のカソードからの熱電子放出は温度制限領域であるから、2次電子ビームのエネルギーが低いときには、1次および2次電子ビームによるイオン引き出し系におけるイオンの空間電荷中和作用は十分行われていないと考えられる。このイオン源の引き出し系のパービアンスは H_2^+ に対して $6 \times 10^{-8} A \cdot V^{-3/2}$ であるから、5 kVの引き出し電圧に対して、イオンの空間電荷中和のない場合の空間電荷制限イオン電流は21.2 mAと計算される。図3-51(b)の領域(I)における2次電子ビームのエネルギーの低い領域では、引き出されたイオン電流は約20 mAであり、空間電荷中和効果がほとんどないことがわかる。2次電子ビームのエネルギーが高いときは、ビームプラズマ電離によって広いエネルギー範囲に分布した2次電子や、マイクロ波加熱されたプラズマ電子がプラズマ中に多量に存在するようになる。図3-35に示したように、エネルギーの高い電子がプラズマ中に存在すれば、空間電荷制限が緩和され、引き出されるイオンビームの光学系が劣化することなく多量のイオン電流を引き出すことができる。従って、上述の電子により引き出し系のイオンの空間電荷が効果的に中和され、空間電荷制限が緩和される。2次電子ビームのエネルギーが1次電子ビームのエネルギー近くになれば、空間電荷制限の緩和により、中和のない場合の数倍程度のイオン電流が引き出される。

2次電子ビームのエネルギーを一定にして1次電子ビーム電流を増加してゆくと、図3-53に示すような引き出しイオン電流特性が得られる。2次電子ビームエネルギーが0.2 keVであれば、図3-50(c)からわかるように、数mAの2次電子ビーム電流によってビームプラズマ電離が起り得る。1次電子ビーム電流量、すなわち、これは同時にはゞ2次電子ビーム電流量であるが、この電流量を増加させてゆくと、始めは2次電子ビームによるビームプラズマ電離によって生成されたプラズマからイオンが引き出されるが、電子ビーム電流量が多くなって、生成されるプラズマ密度が高くなり、引き出し系のパービアンスから計算されるイオン電流量を越えると、引き出されるイオン電流量はイオン光学系の悪化のため飽和する。この飽和電流量は、2次電子ビームのエネルギーが0.2 keVの場合には、イオンの空間電荷中和作用が多少働いているため、空間電荷中和のない場合の2倍程度である。1次電子ビームによる強い発振が生じる程度に電子ビーム電流量を増加すると、ビームプラズマ電離によって広いエネルギー範囲に

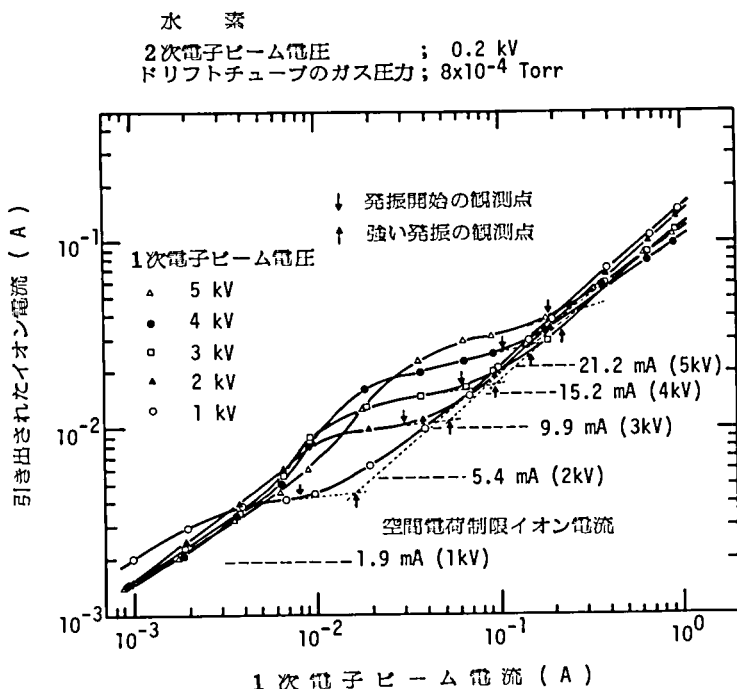


図 3-53. 2次電子ビーム電圧が0.2 kVにおいて1次電子ビーム電流を変化
をしたときの引き出されたイオン電流の変化。

分布した1次および2次電子ビームが作られると同時に、ビームプラズマ電離によって加熱され高いエネルギーを持ったプラズマ電子がプラズマ中に多量に作られるため、イオン引き出し系の空間電荷制限は大幅に緩和され、低い引き出し電圧においても多量のイオン電流が引き出されるようになる。例えば、1 kVの引き出し電圧において、1 Aの電子ビーム電流で動作したときには、空間電荷制限の緩和は50倍以上で、0.1 A以上の水素イオン電流が得られる。

プラズマ生成室から引き出すことのできる最大のイオン電流、すなわち、イオン飽和電流量は、プラズマ密度 n_i と電子温度 T_e の $1/2$ 乗の積 $n_i \sqrt{T_e}$ に比例する。しかし、一般に引き出されるイオン電流は、引き出し系のイオン光学系のパービアンス、すなわち、空間電荷制限電流によって制限される。1次および2次電子ビームやプラズマ中の高いエネルギーを持つ電子により、イオン引き出し系のイオンの空間電荷が中和されれば、等価的にパービアンスが増加したことになり、大電流イオンビームを引き出すことが容易になる。図3-54は $n_i \sqrt{T_e}$ に対して引き出されたイオン電流をプロットした図の一例である。引き出し系のイオンの空間電荷中和がなければ、約20 mA程度の電流量で引き出されるイオン電流は飽和傾向を示すはずであるが、上述した空間電荷中和効果によって、 $n_i \sqrt{T_e}$ が十分大きくなっても引き出されるイオン電流が直線的に増加する。これは、イオン放出面から出た高いプラズマ密度と電子温度によって構成される大きなイオン飽和電流値を持つイオンビームでも、発散することなく良質のイオンビームとして引き出されていることを示す。図中、 $n_i \sqrt{T_e}$ が $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \sqrt{\text{eV}}$ 付近において、イオン電流

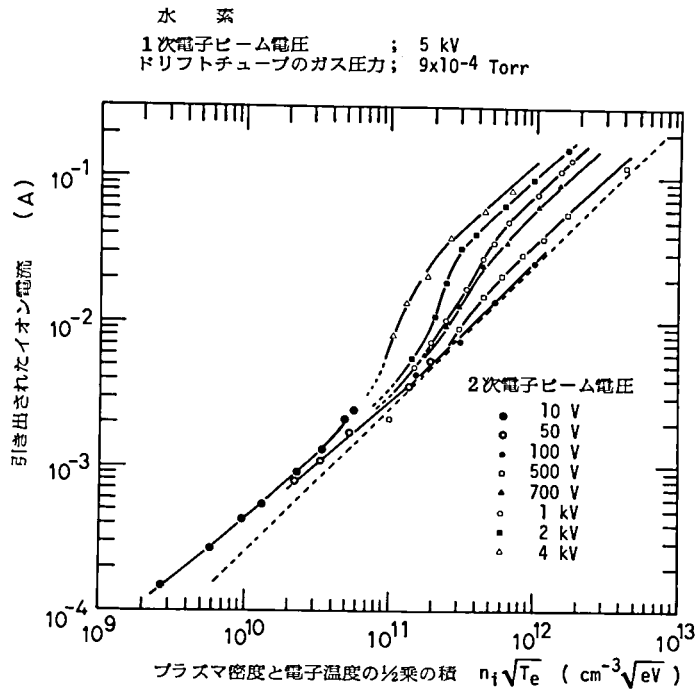


図 3-54. プラズマ密度と電子温度の $1/2$ 乗の積と引き出されたイオン電流との関係。

が直線的増加からさらに約 4 倍増加しているのは、この構造のイオン源では、イオン引き出し系にプラズマ拡張室が設けてあり、 $n_i \sqrt{T_e}$ が高くなった場合に、イオン放出面がドリフトチューブ端からプラズマ拡張室側へはみ出してきたことを示している。ドリフトチューブの断面積に対してプラズマ拡張室の最大断面積は約 4 倍大きいことから、このことを理解することができる。

参 考 文 献

- 1) J.R. Pierce ; "Theory and Design of Electron Beams ", Chapt. X, D. van Nostrand, N. Y. (1954).
- 2) M. Müller ; J. Brit. IRE, 16, 83 (1965).
- 3) C. Weber ; Philips Technical Review, 24, 130 (1962/63).
- 4) J.E. Boers ; IEEE Trans. Elec. Devices, ED-12, 425 (1965).
- 5) T. Takagi, J. Ishikawa and H. Iwao ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 367 (1972).
- 6) S. Bliman, R. Geller, W. Hess, B. Jacquot and C. Jacquot ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, No. 2, 200 (1972).

- 7) R.Geller ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, No. 2, 904(1976).
- 8) R.J.Briggs, "Electron - Stream Interactions with Plasmas" MIT Press, Cambridge, Mass. (1964).
- 9) S.A.Self ; J. Appl. Phys., 40, 5217 and 5232 (1969).
- 10) T.Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa, F. Sano and N. Kusano ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. III-2-1(1974).
- 11) 佐野史道, 草野徳正, 石田義博, 石川順三, 高木俊宜 ; 電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD - 76 - 32 (1976).
- 12) K. Wieseman ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p.325 (1972).
- 13) "放電ハンドブック", 電気学会編, オーム社 (1974).
- 14) A.von Engel ; "Ionized Gases", Oxford University Press (1965).
- 15) A.W. Trivelpiece and R.W. Gould ; J. Appl. Phys., 30, 1784 (1959).
- 16) W.P. Allis, S.J. Buchsbaum and A. Bers ; "Waves in Anisotropic Plasmas", MIT Press, Cambridge (1963).
- 17) J.E. Simpson and D.A. Dunn ; J. Appl. Phys., 37, 4201 (1966).
- 18) T.M. O'Neil and J.H. Malmberg ; Phys. Fluids, 11, 1754 (1968).
- 19) D.A. Dunn, W. Nichparenko, J.E. Simpson and K.I. Thomassen ; J. Appl. Phys., 36, 3273 (1965).
- 20) J.R. Apel ; Phys. Fluids, 12, 291 and 640 (1969).
- 21) J.H. Malmberg and C.B. Wharton ; Phys. Rev. Letters, 19, 775 (1967).
- 22) J.H. Malmberg and C.B. Wharton ; Phys. Fluids, 12, 2600 (1969).
- 23) T.H. Stix ; "The Theory of Plasma Waves", Mc Graw-Hill, N.Y. (1962).
- 24) 中野義映 ; "プラズマ工学", コロナ社 (1970).
- 25) 後藤憲一 ; "プラズマ物理学", 共立出版 (1967).
- 26) A.G. Engelhardt and A.V. Phelps ; Phys. Rev., 131, 5, 2115 (1963).
- 27) L. Spitzer ; "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience (1956).
- 28) H. Winter and B.H. Wolf ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. V-1-1 (1974).
- 29) 石川順三 ; アイオニクス, 2, No. 11, 26 (1976).
- 30) 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 岩尾裕文 ; 電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD - 73 - 19 (1973).
- 31) A.B. Mikhailovskii ; "Theory of Plasma Instabilities", Vol. I, Consultants Bureau, N.Y. (1974).
- 32) M. Seidl and P. Sunka ; Nucl. Fusion, 7, 237 (1967).
- 33) V.D. Shapiro ; Sov. Phys. - JETP, 17, 416 (1963).

- 34) N.G. Matsiborko, I.N. Onishchenko, V.D. Shapiro and V.I. Shevchenko ;
Plasma Phys., 14, 591 (1972).
- 35) J.R. Conrad ; J. Appl. Phys., 47, 11, 4859 (1976).
- 36) R.G. Wilson and G.R. Brewer ; " Ion Beams ", John Wiley & Sons (1973).
- 37) D. Bohm ; " The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields",
McGraw-Hill, N.Y. (1949).
- 38) D.B. Langmuir and others eds.; " Electrostatic Propulsion ", Academic Press,
N.Y. (1961).
- 39) T. Takagi and J. Ishikawa ; Proc. 2nd Symp. on Accelerator Science and
Technology, Tokyo, p. 1 (1978).
- 40) R.A. Demirkhanov, Yu. V. Kursanov and L.P. Skripal' ; Sov. Phys. - Tech.
Phys., 15, 7, 1047 (1971).
- 41) R.A. Demirkhanov, Yu. V. Kursanov and L.P. Skripal' ; Sov. Phys. - Tech.
Phys., 18, 5, 684 (1973).
- 42) I. Langmuir and H.M. Mott - Smith ; G.E. Rev., 27, p. 449, 538, 616, 762
and 810 (1924).
- 43) H.M. Mott - Smith and I. Langmuir ; Phys. Rev., 28, 727 (1926).
- 44) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji and T. Takagi ; Intern. Conf. on Low-Energy
Ion Beams, Salford (1977), Inst. Phys. Conf. Ser. No. 38, p. 84 (1978).
- 45) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji, A. Motamed Ektessabi and T. Takagi ; Proc.
2nd Symp. on Ion Sources and Appl. Technology (ISAT' 78), Tokyo, p. 35
(1978).
- 46) F. Sano, A. Kimura, J. Ishikawa and T. Takagi ; Proc. Symp. on Ion
Sources and Appl. Technology, Tokyo, p. 9 (1977).
- 47) F. Sano, J. Ishikawa, H. Tsuji and T. Takagi ; ISAT' 78, Tokyo, p. 41
(1978).
- 48) J.W. Gewartowski and H.A. Watson ; " Principles of Electron Tubes ", D.
van Nostrand, Princeton, New Jersey (1965).
- 49) M. Fukao ; Plasma Phys., 16, 351 (1974).

第 4 章 ビームプラズマ形イオン源の特性

ビームプラズマ形イオン源の開発研究を行うにあたり、以下に示す数種類のイオン源の試作開発を行った。

- ① プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源；ビームプラズマ形イオン源の原形となるものでイオン源のプラズマ生成やイオン引き出しに関する基本的な特性を得るために試作開発したものである。
- ② 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰ；ビームプラズマ形イオン源の特徴の1つであるビームプラズマ相互作用を積極的に利用した高密度プラズマの生成機構、すなわち、“ビームプラズマ電離”の動作原理を主に解析するために試作開発したものである。ビームプラズマ電離によって、大電流イオンを引き出すことができるプラズマを生成できることを、イオン源の動作解析をすることによって示した。
- ③ 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱ；より高密度のプラズマが得られるように、プラズマ生成室であるドリフトチューブの寸法を変え、磁界を増すことができるようにし、また大電流の電子ビームで動作できるように改良した。本イオン源は、ビームプラズマ電離によって得られた、高密度プラズマからの大電流イオンビームを引き出すための基礎実験用として試作開発したもので、イオン源の比例則や質の良いイオンビームの引き出しに関する特性を得た。
- ④ 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源；イオン源の種々の個所に改良を加え、低電圧で大電流イオンビームの引き出しができるようなイオン源として試作開発したものである。互いに逆方向に進行する2本の電子ビームによる相乗効果のあるビームプラズマ電離によって、高密度プラズマの生成と、イオン引き出し系の電子による効果的な空間電荷中和作用により、空間電荷制限を大幅に緩和した大電流イオンビームを引き出すことができる。
- ⑤ 多価イオン源としてのビームプラズマ形イオン源；a) 電子衝撃簡易形イオン源で1価イオンを作りそのイオンをビームプラズマ形イオン源の効率のよいビームプラズマ電離領域に導入して多価イオンを生成する原理の2段階イオン源の開発、b) ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を積極的に用い、低いガス圧力においても、遅波回路と電子ビームの相互作用によって生じるマイクロ波によって、電子温度の高いプラズマを得ることができる。マイクロ波放電を行う多価イオン生成用遅波回路内蔵形ビームプラズマ形多価イオン源の基礎研究、c) 高エネルギー2次電子併用形ビームプラズマ形イオン源における動作条件を適当に選択した多価イオン源の動作解析などがある。

本章ではこれらの各イオン源のそれぞれの特性について概説する。

4-1. 各イオン源装置の概要

イオン源本体およびそれに付随する真空排気装置、電源装置、測定装置を含めたイオン源装置の構造規格、並びに、性能等について、各種ビームプラズマ形イオン源に分けて説明を加える。

4-1-1. プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源

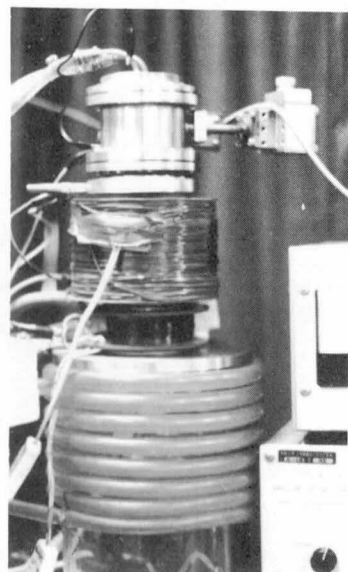
昭和44年度から研究開発を開始し、細く絞られた高密度の大電流イオンビームを得ることのできるイオ

ン源の開発を目的として試作を行ったもので、最初のビームプラズマ形イオン源である。

イオン源装置の外観を図4-1に示す。本イオン源は、外部から電子銃およびイオンビームの観測が容易なように、電子銃を備えたイオン引き出し系と真空排気系との間に円筒状のガラスチャンバーを用いている。イオン源の構造規格、並びにそれに付随する装置の性能を以下に示す。

(a) イオン源本体

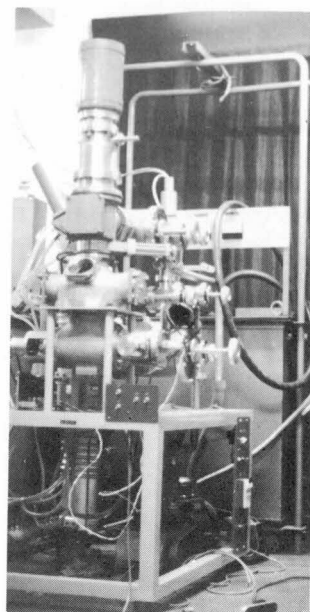
円筒状カソード電極……………タンタル製，円筒状内径 $6\text{ mm } \phi$ ，
500 ～ 1,000 V，150 ～ 200
mA で動作。
フィラメント……………タンタル ($0.6\text{ mm } \phi$) 又はタン
グステン ($0.5\text{ mm } \phi$) 線，18
～ 20 A で動作。



(a)



(b)



(c)

図4-1. プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の外観。

(a) イオン源本体，(b)真空排気装置および電源装置を含めた外観。

(c) プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の実験成果をもとに製作されたイオン源。

ウェーネルト電極……………ステンレス鋼製。

アノード電極……………ステンレス鋼製，電子銃各電極は碍子による絶縁。

ドリフトチューブ……………ステンレス鋼製 内径 $10\text{ mm}\phi$ ，長さ 150 mm 。

ソレノイド…………… $1.2\text{ mm}\phi$ エナメル線，長さ 150 mm ， $2\sim 3\text{ A}$ で動作。

コレクタ電極……………ステンレス鋼製，強制水冷却，コレクタ・ドリフトチューブ間は硬質ガラス円筒絶縁。

イオン源チャンバー……………硬質ガラス円筒；直径約 $220\text{ mm}\phi$ ，長さ約 300 mm 。

(b) 真空排気装置

4 吋油拡散 ポンプと 150 l/min 油回転ポンプ，水冷パッフル付。

真空度はイオン源の電子銃側で無負荷時約 $1 \times 10^{-5}\text{ Torr}$ 。

(c) 電源装置（（安）は安定化電源を示す）

基本的にはドリフト部が接地電位。

フィラメント電源…………… $10\text{ V}-30\text{ A}$

電子衝撃電源…………… $2,000\text{ V}-200\text{ mA}$

ウェーネルト電源…………… $1,500\text{ V}-10\text{ mA}$

電子およびイオン加速電源…………… $18\text{ kV}-100\text{ mA}$

ソレノイド電源…………… $100\text{ V}-5\text{ A}$

2 次電子加速電源…………… $500\text{ V}-200\text{ mA}$ （安）

(d) 測定系

真空度……………電子銃側—電離真空計。

コレクタ領域—電離真空

計またはピラニ真空計。

イオン電流……………イオンターゲット電流の
メータ直読。

エミッタンス……………イオンビームの金属箔への
のコンタミネーションを
利用する方法（図 4-2
参照）。

イオンビームの形状……………真空内可動プローブによ
る測定。

マイクロ波発振……………スペクトラムアナライザ
—。

質量分析……………扇形電磁石質量分離器
（回転半径 300 mm ，偏
向角 60° ，図 4-21 参照）。

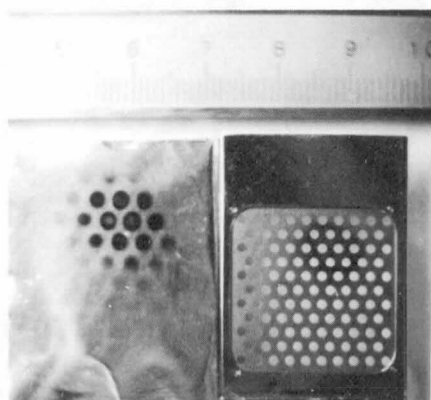
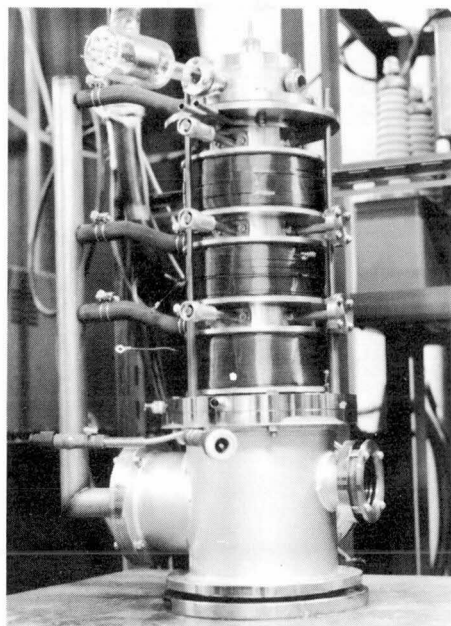


図 4-2. イオンビームのアルミ箔へのコンタミネーションによるエミッタンス測定。

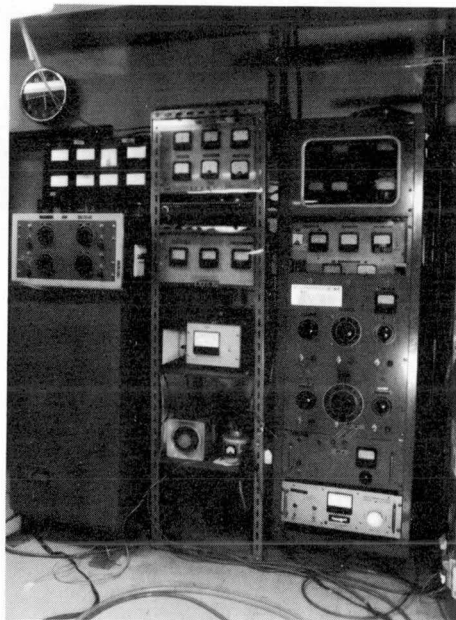
4-1-2. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 I

昭和47年度から研究開発を始め、電子ビームとプラズマの相互作用によって起きる電離増殖作用であるビームプラズマ電離現象を詳しく動作解析することを考慮して設計試作を行った。

初めに、図4-3に示すように、磁気遮蔽をしたチャンバー内にピアス形電子銃があり、ドリフト空間



(a)



(b)

図4-3. 動作解析用ビームプラズマ形イオン源 I の(a)イオン源本体と(b)その動作電源の外観。

はできるだけ一様な磁界分布とし、ドリフトチューブ内で生じるマイクロ波やプラズマの特性の測定が容易にできる構造とした。このイオン源を用いてビームプラズマ電離の動作解析を行い、動作源理を解明した。図4-4に、ビームプラズマ電離現象解析のための測定系の一例を示す。

次に、図4-5に示すように、ビームプラズマ電離によって生成されたプラズマからのイオン引き出しに関する基礎実験を行うために、非磁性ステンレス容器内にイオン引き出し系を兼ねた電子銃を納め、さらにその外側に磁界補正用のソレノイドを備えイオン引き出しの実験を行った。また、イオンビームの特性測定として、図4-6に示すような測定系でエミッタンスを測定した。

イオン源の構造規格並びにそれに付随する装置の性能を以下に示す。

(a) イオン源本体

カソード電極……………タンタル製平板形(Pierce形), 1,000 V, 150 mA で動作。イオン引き出し実験には、タンタル製円筒形上面つば付内径 $6\text{ mm } \phi$, 500 ~ 2,000 V, 100 ~

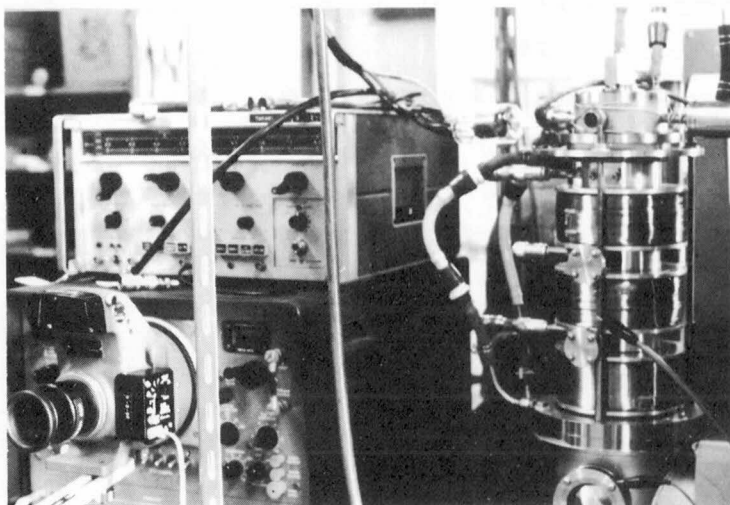


図 4-4. ビームプラズマ電離現象解析用測定系の一例。

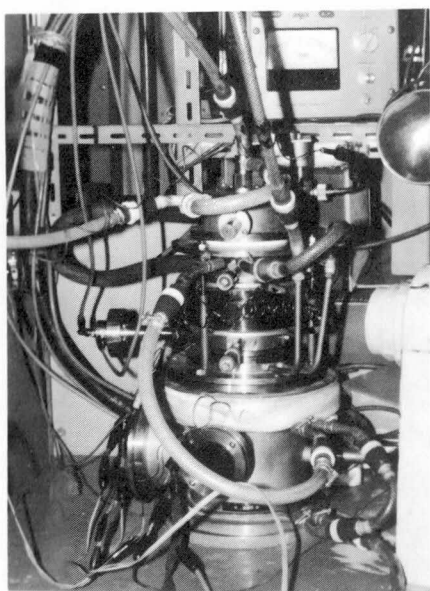


図 4-5. イオン引き出し基礎実験のために、非磁性ステンレス容器内にイオン引き出し系を兼ねた電子銃を納めた動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 I。

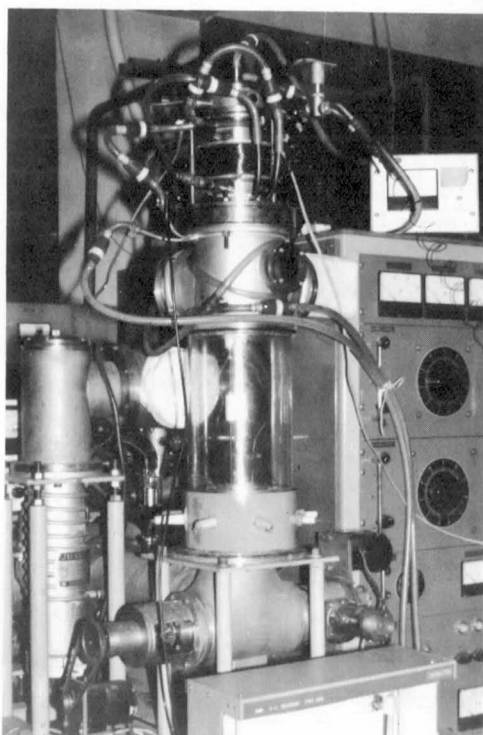


図 4-6. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 I のエミッタンス測定系。

200 mA で動作。

フィラメント……………タングステン ($0.5\text{ mm}\phi$) 線, 18 ~ 20 A で動作。

ウェーネルト電極……………ステンレス鋼製。

アノード電極……………ステンレス鋼製, 電子銃各電極は窒化ボロンによる絶縁。

ドリフトチューブ……………ステンレス鋼製, 内径 $11\text{ mm}\phi$, 長さ 100, 200, または 300 mm , ドリフトチューブ各位置に同軸プローブ, 観測窓, 真空測定端子付。

ソレノイド…………… $1.2\text{ mm}\phi$ エナメル線, 単位長 100 mm のソレノイドが 3 個でドリフトチューブの磁界分布の均一性は $\pm 6\%$ 以内。イオン引き出し実験では, ドリフトチューブ下端および電子銃位置に磁界補正用ソレノイド付加。

空洞共振器……………銅製, 内径 $40\text{ mm}\phi$, 長さ 100 mm , 出入口に $10\text{ mm}\phi$ の穴付。

コレクタ電極……………OFHC銅製, 上下 60 mm 可動強制水冷却。コレクタ領域には他にガスリークバルブからのガス導入孔, 観測窓, 真空測定端子付。

イオン源チャンバー……………鉄製, イオン引き出し実験のときはステンレス鋼製。

(b) 真空排気装置

4-1-1 項のプロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の真空排気装置に同じ。

(c) 電源装置

主要電源部は 4-1-1 項のプロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の電源装置に同じ。

基本的にはドリフト部が接地電位。

フィラメント電源……………10 V - 30 A

電子衝撃電源……………2,000 V - 200 mA

ウェーネルト電源……………1,500 V - 10 mA

電子およびイオン加速電源……………18 kV - 100 mA

アノード・ドリフトチューブ間電圧電源……………5 kV - 50 mA

ソレノイド電源……………100 V - 5 A \times 3, 30 V - 30 A (安)

2 次電子加速電源……………100 または 200 V - 5 A

ファラデーカップ電源……………200 V

(d) 測定系

真空度……………電子銃側-電離真空計。

コレクタ, ドリフトチューブ側-ベニンク真空計。

イオン電流……………ファラデーカップ付イオンターゲット電流の直読。

プラズマ特性……………ラングミュアプローブ法 (両極性電源, X-Y レコーダ等), 空洞共振器による方法 (マイクロ波掃引発振器 マイクロ波電力計, X-Y レコーダ等)。太陽電池による光量測定。

発振特性……………スペクトラムアナライザ, シンクロスコープ, マイクロ波電力計。

エミッタンスおよびイオンビームの形状……………真空内可動電流プローブを用いる方法。

4-1-3. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱ

昭和49年度から研究開発を開始し、主に大電力イオンビーム引き出しに関する基礎特性を得るために設計試作を行ったものである。図4-7に動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの外観図を、図4-8にイオン源の動作電源、図4-9に真空排気装置および熱交換器の外観を示す。イオン源の大電力化を可能とするため、電子ビーム電流やドリフトチューブの磁界を増加できるように各電極に絶縁油を用いた強制冷却方式を採用し、また強制水冷却ソレノイド構造とした。電子ビーム電流や磁界を増加したときのビームプラズマ電離による高密度プラズマ生成に関する特性測定を行うと共に、大電流イオンビームの引き出しに関する基礎実験として、ドリフトチューブの径を動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰのものゝ約2倍程度とした。比例則の実験や、図4-10に示すように多孔電極系によるイオン引き出しの実験を行い、理論との比較を行った。また、引き出されたイオンビームが集束レンズ系を通過した後のエミッタンスを、図4-11に示すイオンビームアナライザ装置を使用して測定を行った。

イオン源の構造規格並びにそれに付随する装置の性能を以下に示す。

(a) イオン源本体

円筒状カソード電極 ……タantal製、円筒内径 $14\text{mm}\phi$ 、上部Pierce形球面カソードのつば付、外径 $30\text{mm}\phi$ 、 1.500V 、 $0.8\sim 1\text{A}$ で動作。

フィラメント ……タングステン($0.8\text{mm}\phi$)線、 $38\sim 40\text{A}$ で動作。

ウェネルト電極 ……ステンレス鋼製。

アノード電極 ……ステンレス鋼製またはカーボン製、電子銃各電極はマイカレックスによる絶縁、また各電極支持フランジは強制絶縁油冷却。

ドリフトチューブ ……ステンレス鋼製、内径 $18\text{mm}\phi$ 、長さ 120 または 180mm 。ドリフトチューブ各位置に同軸プローブ、観測窓、真空測定端子付。

ソレノイド ……外径 $4\text{mm}\phi$ 、内径 $3\text{mm}\phi$ の銅管によるソレノイドで強制水冷却、コイルの長さ 120mm および 60mm の2種と、ドリフトチューブ下端に真空中に小形ソレノイド1種。

コレクタ電極 ……OFHC銅製上下 135mm 可動、強制水冷却。コレクタ領域には他にガスリークバルブからのガス導入孔、観測窓、真空測定端子付。

イオン源チャンパー ……ステンレス鋼製、直径 $400\text{mm}\phi$ 、高さ 400mm 、真空容器内に電子銃を備えたイオン引き出し系が納まっている。

(b) 真空排気装置

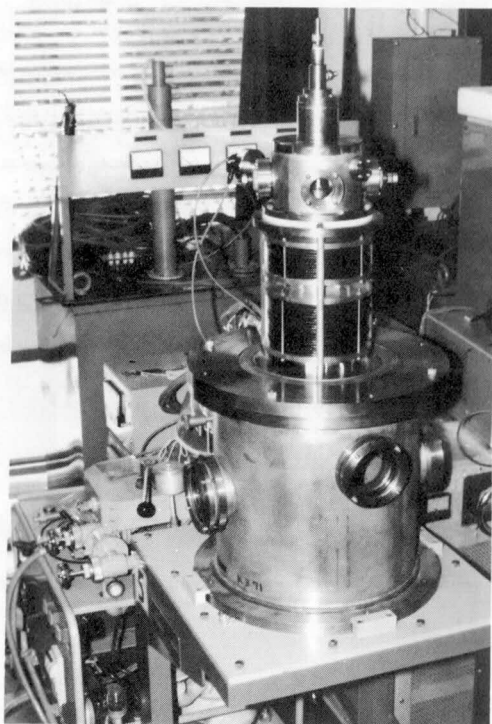
6吋油拡散ポンプ、液体窒素トラップ付と 350ℓ/min 油回転ポンプ。実効排気速度 490ℓ/s 。到達真空度 $2\times 10^{-6}\text{Torr}$ 。動作時イオン源側真空度 $10^{-5}\sim 10^{-6}\text{Torr}$ 。

(c) 電源装置

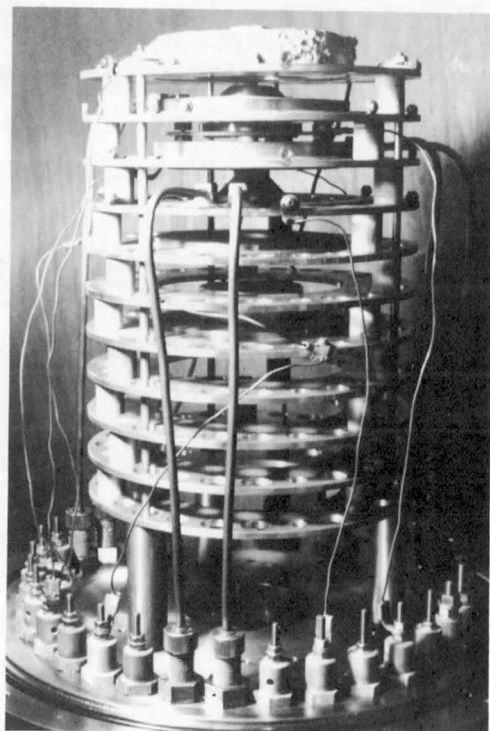
基本的にはドリフト部が接地電位。

フィラメント電源 …… $30\text{V}-40\text{A}$

電子衝撃電源 …… $2,000\text{V}-1.5\text{A}$



(a)



(b)

図 4-7. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの(a)イオン源本体および(b)真空容器内にある電子銃を備えたイオン引き出し系。

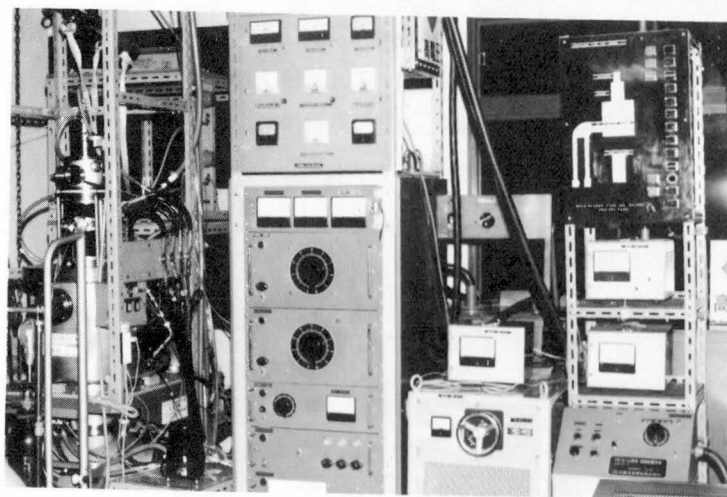
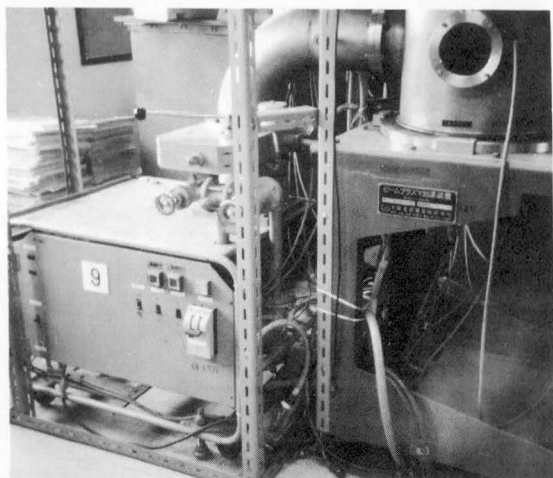
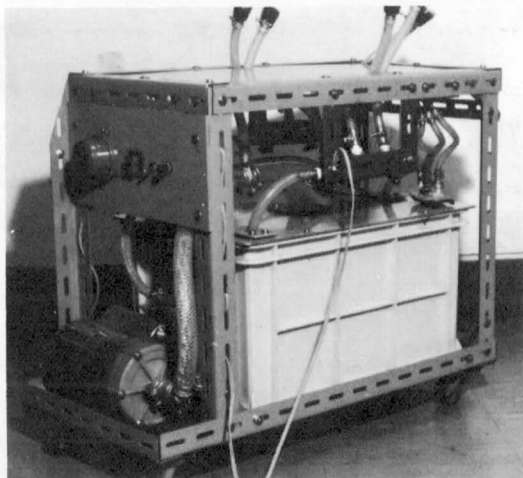


図 4-8. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの動作電源装置。



(a)



(b)

図 4-9. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの(a)真空排気装置および(b)冷却用絶縁油の熱交換器。

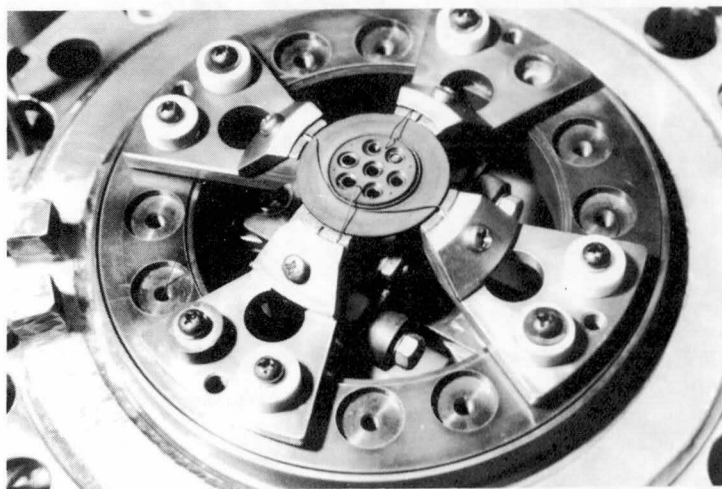


図 4-10. 多孔電極によるイオン引き出し系。

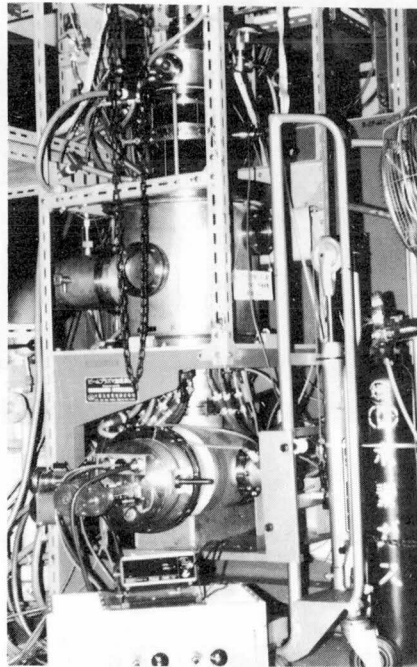


図 4-11. イオンビームアナライザー装置を用いたエミッタンス測定。

ウェーネルト電源 2,000 V - 150 mA
 電子およびイオン加速電源 20 kV - 1.5 A
 ソレノイド電源 55V-100 A (安) × 4, 直並列接続
 2次電子加速電源 100 または 200 V - 5 A
 ファラデーカップ電源 300 V - 2 A

(d) 測定系

真空度 電子銃側 - 電離真空計。

コレクタ, ドリフトチューブ側 - ペニング真空計。

イオン電流 ファラデーカップ付イオンターゲット電流の直読。

プラズマ特性 ... ラングミュアプローブ法 (両極性電源, X-Y レコーダ等)。

エミッタンスおよびイオンビームの形状 特別の真空容器を付加してイオンビームアナライザー装置により測定。イオンビームアナライザー装置は, X-Y 100 mm² の面積を 1 ステップ 5

μm で動くステップモータによって可動する小孔のイオン測定孔を持つファラデーカップによって、スリット電極に $0.5\text{mm}\phi$ で 2mm 間隔に開けた穴 50×50 個を通過してきたイオン電流を測定する装置。

4-1-4. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源

昭和49および50年度に特別設備大電力イオン源装置が建設された。本装置はビームプラズマ形イオン源を主体として大電力イオン源を開発することを目的とし、大容量のイオン源動作電源、高真空大容量排気装置およびアクセプタンスの大きなイオンビーム光学系を備えており、イオン源の特性をあらゆる角度から測定できるよう工夫されている。図4-12に大電力イオン源装置の構成図を示す。また図4-13には大電力イオン源装置本体の外観図を、図4-14には同装置の高圧電源装置外観図、図4-15にはイオン源動作電源の外観図を示す。

大電力イオン源装置は昭和51年度に完成、稼動するようになり、これを用いて昭和52年度から、低電圧で大電流を引き出すことを目的とする高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の研究開発を開始した。高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源は、イオン引き出し系および電子銃のバービアンスを増すよう改良を加え、大電流電子ビームがドリフトチューブに入射できるようにし、また、コレクタ領域を高真空に排気できるよう改良した。このような改良を加えることにより、1次電子ビームだけでなくコレクタ電極からの2次電子ビームもビームプラズマ電離に積極的に利用して高密度プラズマを生成することができる。また、同時に1次および2次電子ビーム、プラズマ中の高エネルギー電子によりイオン引き出し系のイオンの空間電荷を積極的に中和して、低い電圧でも大電流で良質のイオンビームを引き出すことができる。図4-16に高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の外観図を示す。本イオン源では、イオン源本体を電位的に完全に浮かすことができるため、任意の電極を接地電位として動作させることができる。従って、図4-17に示すように、コレクタ領域の真空排気は絶縁性のパイレックスガラスを通して行い、各電極は総て絶縁油を用いた強制冷却ができる構造としている。イオン源の運転監視を容易にするためと省力化のため、図4-18に示すようにイオン源動作電源並びに真空排気系の集中制御方式を採用した。任意の電極が接地できることから、各種測定の多くが制御系の近くにおいて行うことができる。図4-19には本イオン源の各種測定系の例を示す。

イオン源の構造規格並びにそれに付随する装置の性能を以下に示す。

(a) イオン源本体

フィラメントカソード電極 …… タングステン $0.8\text{mm}\phi$ または $0.5\text{mm}\phi$ 2重の線を用いた $15\text{mm}\phi$ 円形状、 $35\sim 45\text{A}$ で動作。

ウェーネルト電極 …… カーボン製、内径 $40\text{mm}\phi$ 板状。

アノード電極 …… カーボン製、プラズマ拡張室を兼ねる。内径はドリフトチューブ側 $18\text{mm}\phi$ 、フィラメント側 $40\text{mm}\phi$ 、電子銃各電極は外径 $180\text{mm}\phi$ のパイレックスガラスで絶縁、また各電極支持フランジは強制絶縁油冷却。

ドリフトチューブ …… OFHC 銅製、内径 $18\text{mm}\phi$ 、長さ 270mm 。ドリフトチューブの各位置に同軸プローブ、ガス導入端子付。

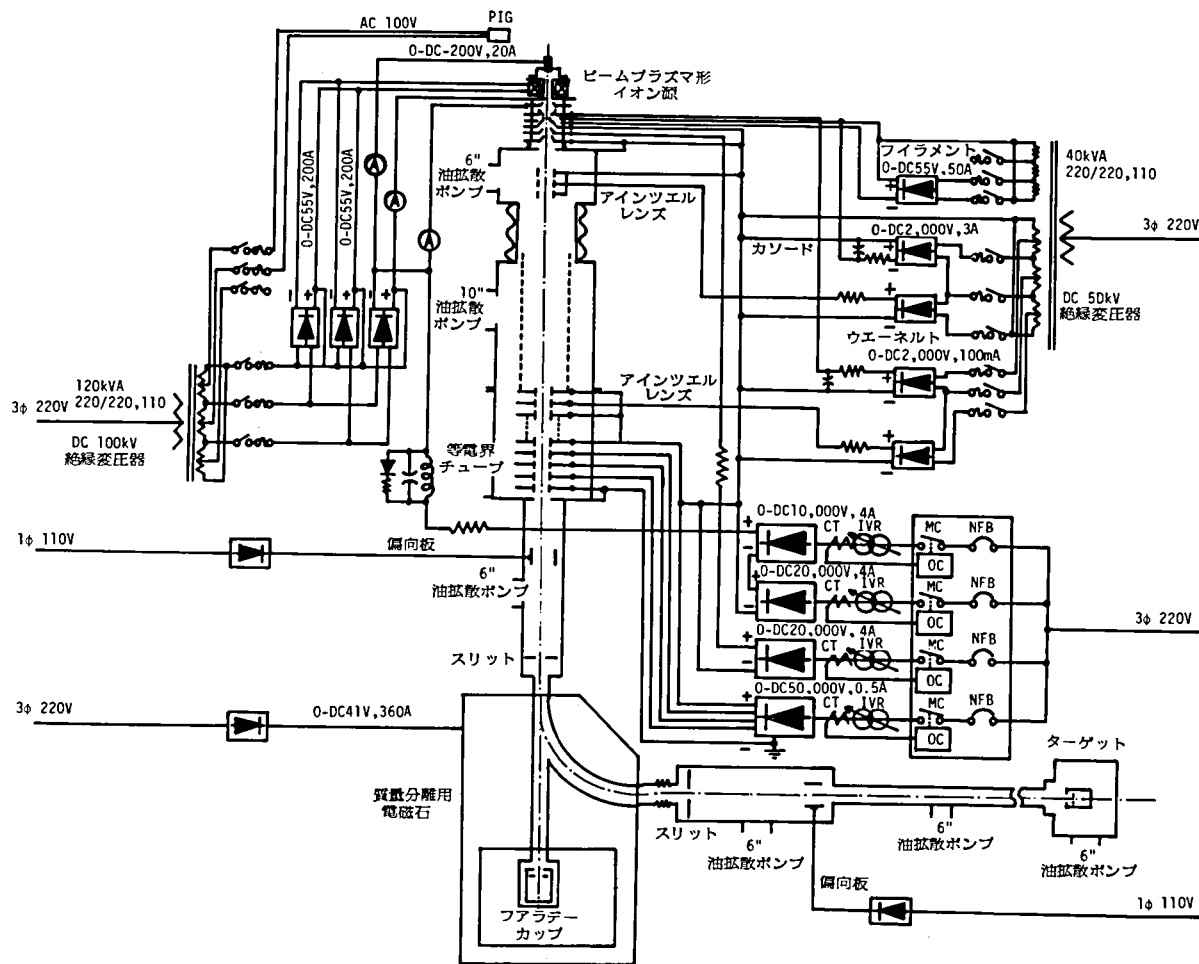
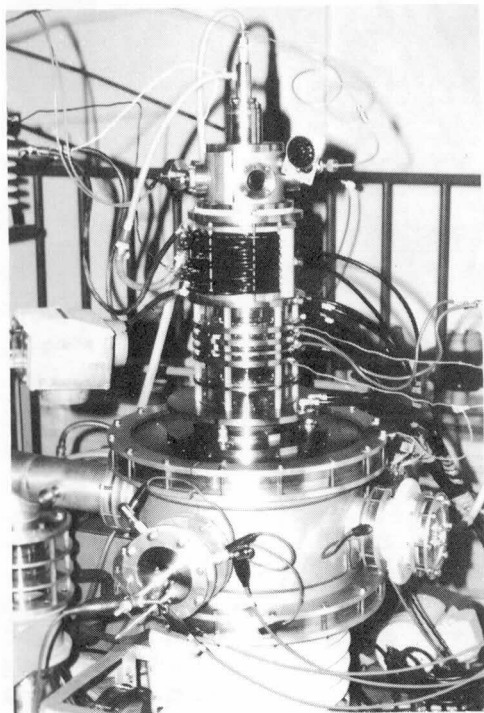
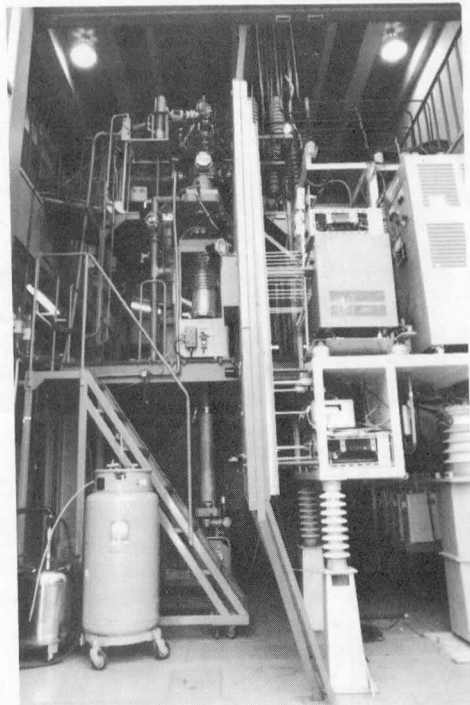


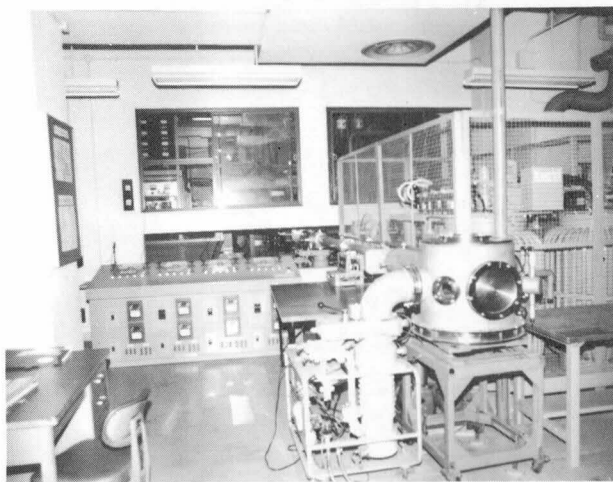
図 4-12. 大電力イオン源装置の構成図。



(a)

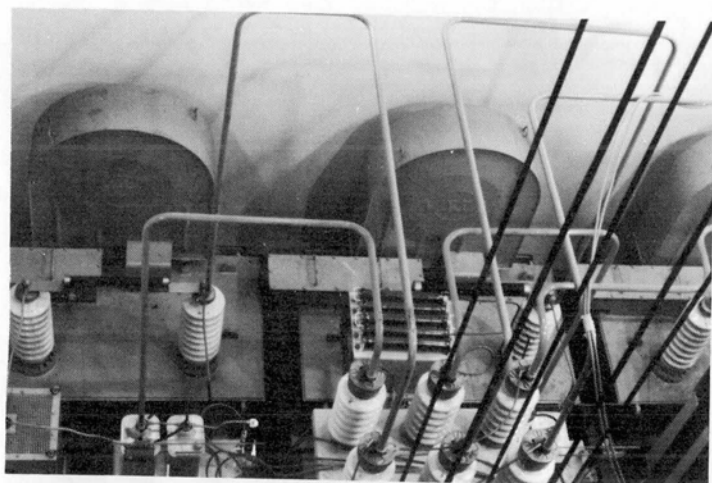


(b)

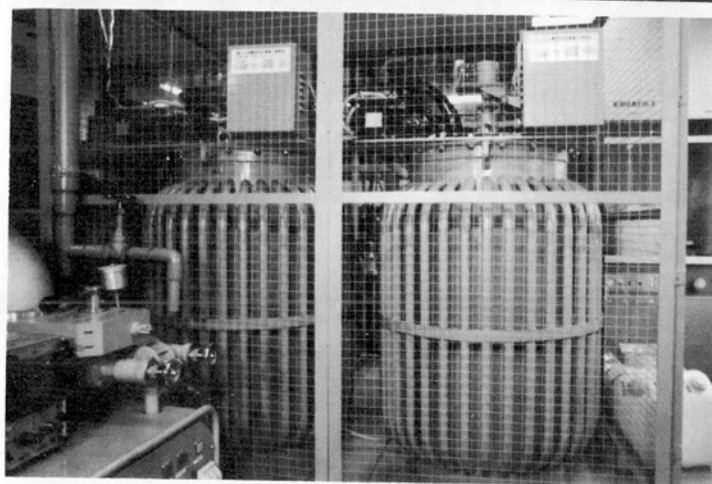


(c)

図 4-13. 大電力イオン源装置本体外観図。(a)ビームプラズマ形イオン源, (b)集束, 加速, 質量分離系, (c)ビームダクトおよびターゲットチャンバー。



(a)



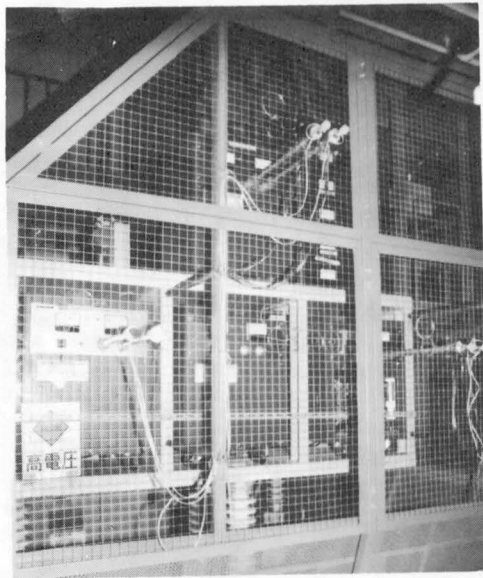
(b)

図 4-14. 大電力イオン源装置の高電圧電源装置外観図。
(a)高電圧発生器, (b)誘導電圧調整器(IVR)。

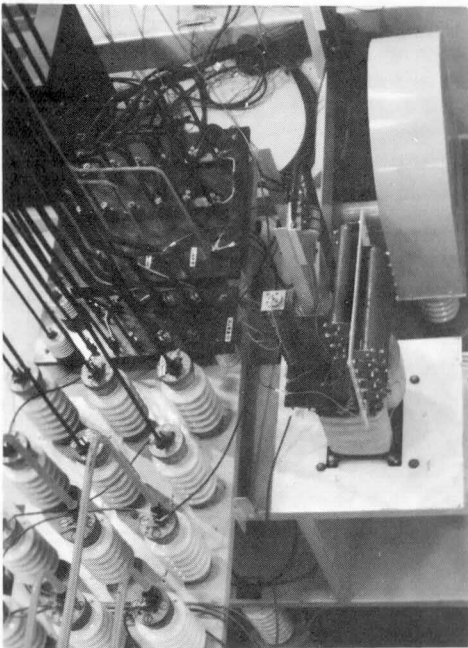
ソレノイド 外径 6 mm ϕ , 内径 4 mm ϕ の銅管による長さ 150 mm のソレノイドと外径 4 mm ϕ , 内径 3 mm ϕ の銅管による長さ 120 mm のソレノイドの 2 段。何れも高圧力による強制絶縁油冷却。

コレクタ電極 OFHC 銅製, 上下 200 mm 可動, 強制絶縁油冷却。コレクタ領域には観測窓, 真空測定端子付。コレクタ・ドリフトチューブ間は外径 180 mm ϕ のバイレックスガラスで, コレクタ・4 吋排気系間は外径 100 mm ϕ のバイレックスガラスで絶縁。

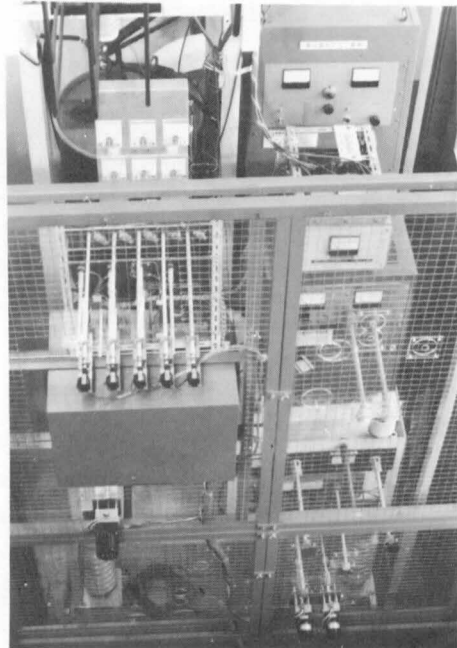
イオン源チャンバー 電子銃を備えたイオン引き出し系の各電極支持台は, 外径 180 mm ϕ のバイレックスガラスにて真空と絶縁を保つ。イオン源チャンバー下部はペローズ機構によりビームライン軸補正可。



(a)

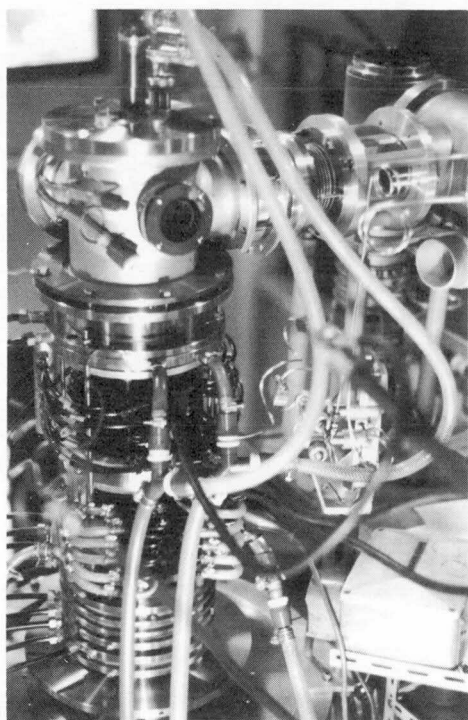


(b)

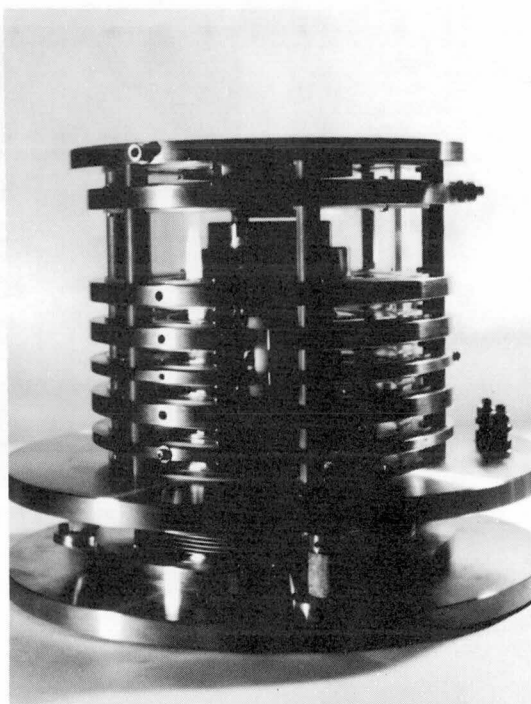


(c)

図 4-15. 大電力イオン源装置の高電圧架台上的イオン源動作電源。(a)および(b) 100 kV 絶縁耐圧架台上的磁界用電源および 2 次電子加速用電源等, (c) 50 kV 絶縁耐圧架台上的電子銃等動作電源。

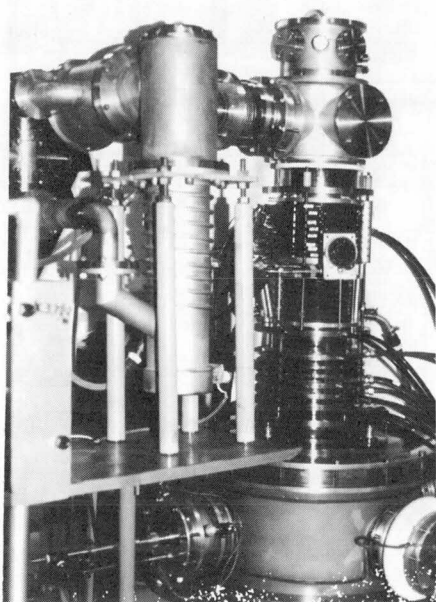


(a)

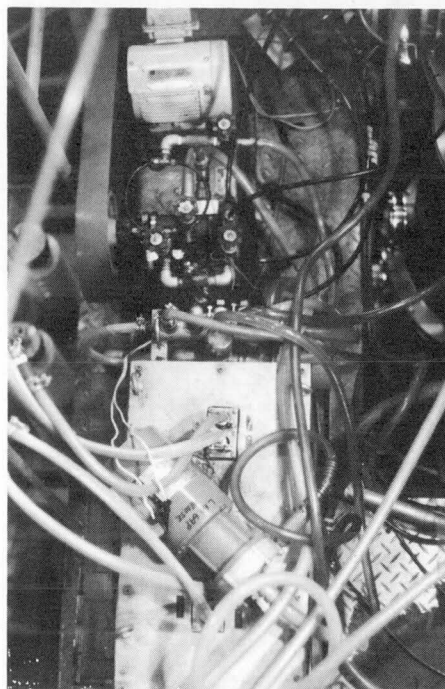


(b)

図 4-16. 高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の外観図。(a)イオン源本体と(b)電子銃を備えたイオン引き出し系。



(a)



(b)

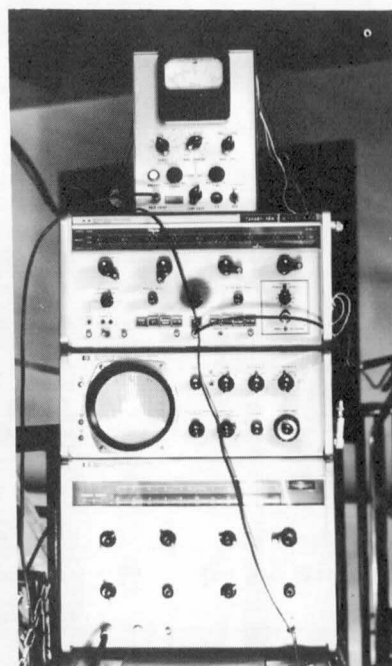
図 4-17. 高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の(a)コレクタ領域真空排気装置および(b)強制絶縁油冷却系のポンプおよび熱交換器。



図 4-18. 高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の電源並びに真空装置集中制御系。



(a)



(b)

図 4-19. 高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の測定系。(a) プラズマ特性と質量スペクトル測定系および(b) マイクロ波の観測系。

(b) 大電力イオン源装置

- イオン源支持チャンバー 直径 500 mm ϕ ，高さ 300 mm ステンレス鋼製，6 吋排気ポート付。
- 絶縁碍子 内径 300 mm ϕ ，高さ 300 mm アルミナ碍子，50 kV 耐圧。
- イオンビーム合成チャンバーと加速管部 ... 直径 500 mm ϕ ，高さ 1,500 mm ステンレス鋼製，10 吋排気ポート付。中に，アイソツェルレンズ $\times 2$ ，4 段形 50 kV 加速管，中間位置にイオンビームアナライザー取付可能。
- 質量分離器上部 直径 200 mm ϕ ，高さ 1,000 mm ステンレス鋼製，6 吋排気ポート付。中に偏向板 X-Y，スリット，中間にイオンビームアナライザー取付可能。
- 質量分離器 回転半径 500 mm R，偏向角 90° ，ポールピース間隙 80 mm，最大磁束密度 10.000 Gauss，真下にフェラデーカップ付。
- 質量分離器下部 直径 250 mm ϕ ，長さ 900 mm ステンレス鋼製，6 吋排気ポート付。中にスリット，イオンビームモニター，偏向板 X-Y，中間にイオンビームアナライザー取付可能。
- イオンビームダクト 直径 100 mm ϕ ，1 部 200 mm ϕ ，長さ 5,500 mm ステンレス鋼製，6 吋排気ポート付。
- ターゲットチャンバー 直径 500 mm ϕ ，高さ 500 mm ステンレス鋼製，6 吋排気ポート付。イオンビームアナライザー取付可能。

(c) 真空排気系

- イオン源コレクタ領域 バイレックスガラスによる絶縁をした 4 吋油拡散ポンプ，液体窒素トラップ付と 360 ℓ /min 油回転ポンプ。
- イオン源電子銃側 バイレックスガラスによる絶縁をした 6 吋油拡散ポンプ，液体窒素トラップ付と 3,000 ℓ /min 油回転ポンプ (共用)。
- イオンビーム合成チャンバーと加速管部 ... 10 吋油拡散ポンプ，シェブロンパッフル付と 3,000 ℓ /min 油回転ポンプ (共用)。無負荷時真空度加速管部において 7×10^{-7} Torr。
- 質量分離器上下部 各 6 吋油拡散ポンプ，液体窒素トラップ付と 360 ℓ /min 油回転ポンプ，無負荷時真空度 8×10^{-7} Torr。
- イオンビームダクト 6 吋油拡散ポンプ，液体窒素トラップ付と 360 ℓ /min 油回転ポンプ。無負荷時真空度 8×10^{-7} Torr。
- ターゲットチャンバー 6 吋油拡散ポンプ，液体窒素トラップ付と 600 ℓ /min 油回転ポンプ。無負荷時真空度 6×10^{-7} Torr。
- 油拡散ポンプ油は何れも 704 使用。

(d) 電源装置

任意の電極を接地電位とすることができる。

フィラメント電源	55 V－50 A (安)	(50 kV絶縁架上)
電子衝撃電源	2,000 V－3 A(安)	(50 kV絶縁架上)
ウェーネルト電源	2,000 V－100 mA (安)	(50 kV絶縁架上)
電子ビーム加速電源	20kV－4 A×2, 10kV－4 A	(これらを直列に接続することも可)
イオン加速電源	50 kV－0.5 A	
ソレノイド電源	55 V－100 A×4 (安),	直並列接続可(100kV 絶縁架上)
2次電子ビーム加速電源	200 V－20 A (安)	(100 kV絶縁架上)
ファラデーカップ電圧	500 V－200 mA×3 (安)	
アインツェルレンズ電源	50 kV－70 mA, 30 kV－10 mA×2	
偏向板用電源	10 kV－20 mA×4	
質量分離器電磁石用電源	41 V－360 A (安)	

(e) 測定系

真空度	イオン源コレクタ領域, 電子銃側その他各排気ポート部は総て電離真空計。	
イオン電流	ファラデーカップ付イオンターゲット電流直読, ITVによる遠隔監視。	
プラズマ特性	ラングミュアプローブ法(両極性電源, 対数増幅器, X－Yレコーダ等)。	
発振特性	広帯域スペクトラムアナライザー, デジタルメモリ, シンクロスコープ, X－Yレコーダ, マイクロ波電力計。	
質量分離	質量分離用電磁石, 電流増幅器, X－Yレコーダ。	

4－1－5. 多価イオン源としてのビームプラズマ形イオン源

a) 電子衝撃簡易形イオン源とビームプラズマ形イオン源の2段形多価イオン源

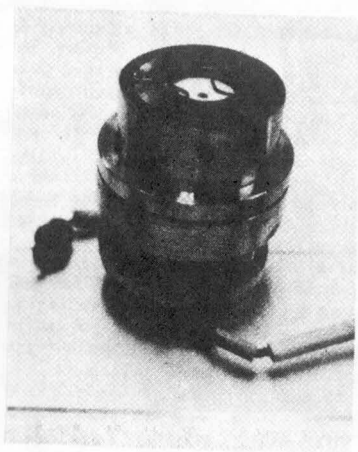
図4－20に示す電子衝撃簡易形イオン源によって1価イオンビームを作り, そのビームを電離効率のよいプロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源のビームプラズマ電離領域へ導くことによって多価イオンを生成する。生成されたイオンビームの質量分離を図4－21に示す装置により行った。

b) ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を用いた遅波回路内蔵形ビームプラズマ形多価イオン源

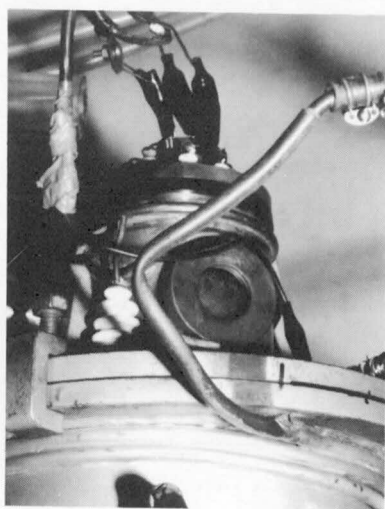
本イオン源の基礎実験として, 図4－22に示すラ旋を遅波回路として用い, 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰのドリフトチューブ内に装着して, マイクロ波発振, プラズマ特性を測定して理論との比較を行った。

c) 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の多価イオン特性

4－1－4項に示した高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源は, 高密度プラズマが得



(a)



(b)

図 4-20. 電子衝撃簡易形イオン源の外観。(a)高温動作用イオン源本体と(b)イオン源が装着された様子。

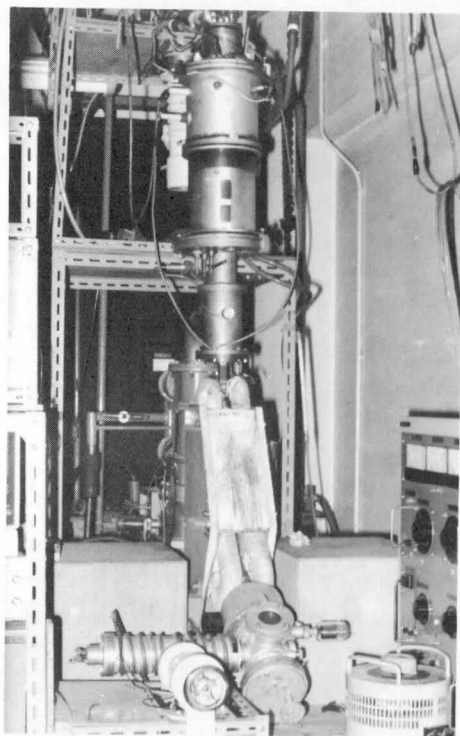
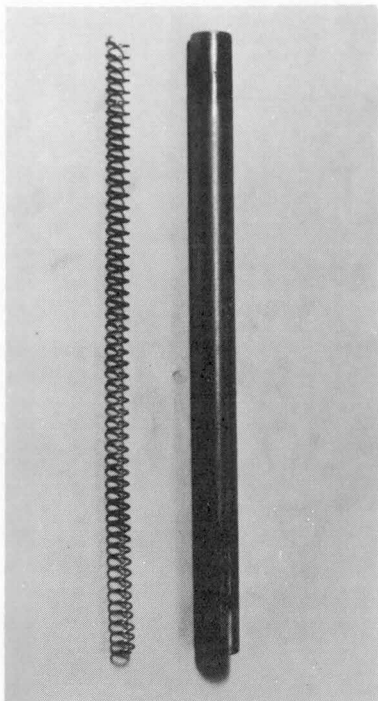
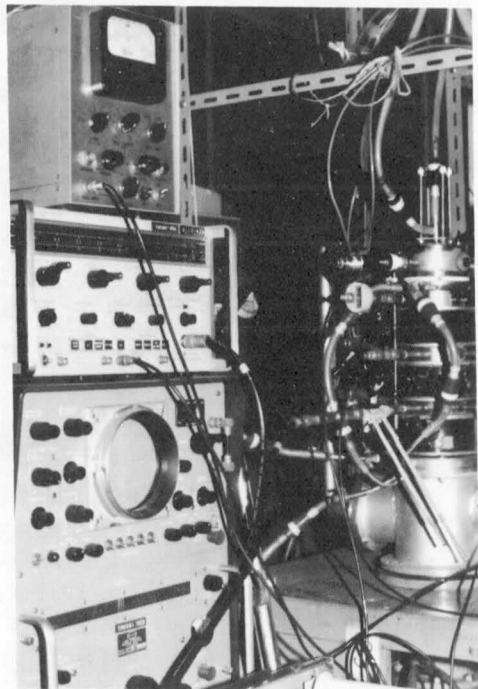


図 4-21. 電子衝撃簡易形イオン源および 2 段形多価イオン源の質量分離系。

られるため、動作条件によっては引き出されるイオンビーム中に多価イオンの含まれる割合が多く、比較的低い価数の多価イオン源として利用できる。高エネルギー二次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源から引き出されたイオンビームを、図4-23に示す大電力イオン源装置によって質量分離して質量スペクトルを求め、多価イオン特性を測定した。



(a)



(b)

図4-22. (a)遅波回路としてのら旋, (b)ビームプラズマ形イオン源のドリフトチューブ内にら旋を装着したマイクロ波測定系。

4-2. プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源¹⁾⁻⁵⁾

本イオン源はビームプラズマ形イオン源の原形となるものであり、イオン源プラズマおよびイオンビームの引き出しに関する各種基本特性を得るためのイオン源である。

4-2-1. 構造

プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の構造を図4-24に示す。タンタルまたはタングステン等の金属円筒をカソード電極とし、外側に巻いたフィラメントからの電子衝撃によって電子放出に適した温度まで加熱する。アノード電極、ウェーネルト電極、円筒状カソード電極で構成する集束レンズ系で形成される電界によって円筒状カソード電極内面上部より引き出された電子は、ソレノイド並びに集束作用補正用の補正用ソレノイドによる磁界の助けをかりて細く集束され、ビームとなってドリフト空間をコレク

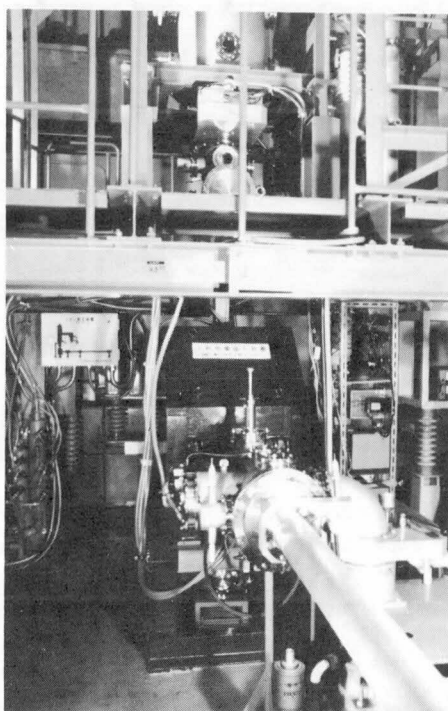


図4-23. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の多価イオン分析のための質量分離器（大電力イオン源装置の質量分離器）。

タ電極に向かって進む。アノード電極、ドリフトチューブ、コレクタ電極には、円筒状カソード電極に対して正の高電位を印加する。コレクタ領域に挿入されたガス導入孔からイオン化しようとする気体を適当な圧力で導入するか、コレクタ領域に設けた小形金属蒸気発生炉から適当に金属蒸気を放出すれば、コレクタ領域およびドリフト空間はその蒸気で充満される。細長いパイプで作られたドリフトチューブは排気抵抗が高いので、イオン化に十分な真空中に保たれるが、アノード電極より下部の領域は排気ポンプに直結しているため高真空中になっている。ガス粒子の充満したドリフト空間、コレクタ領域に電子ビームが注入されると、衝突電離作用により、場合によっては、それに伴って生ずる高周波振動の助けにより、ビーム・プラズマを形成し多数のイオンを発生する。ドリフトチューブの電位はアノード電極の電位より高くして軸方向に電位傾度を持たせ、プラズマ内のイオンをアノード端へ加速する。加速されたイオンは電子自身の持つ負電荷によって生じる負の電位の谷に捕捉されて、電子ビームの進む方向と逆方向に進むイオンビームとなる。アノード電極に対して負の高電位にある円筒状カソード電極によってイオンはさらに加速され、円筒状カソード電極の中心軸上を貫通しターゲットに向かって射出される。

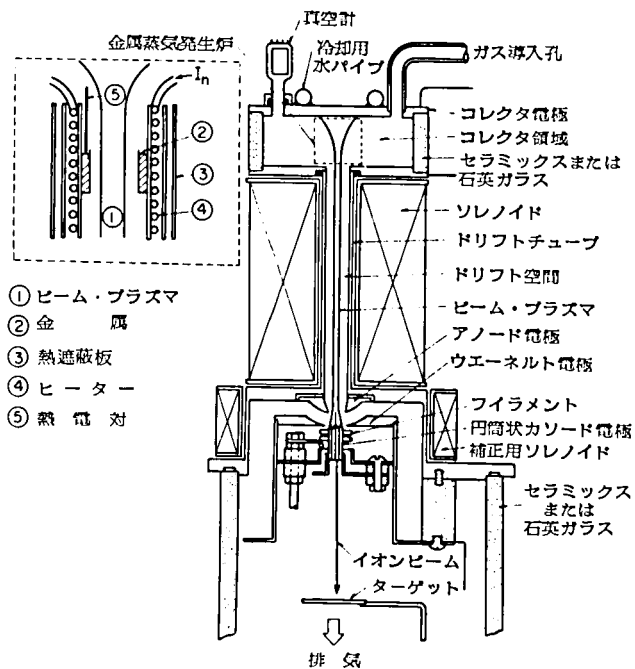


図 4-24. プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の構造。

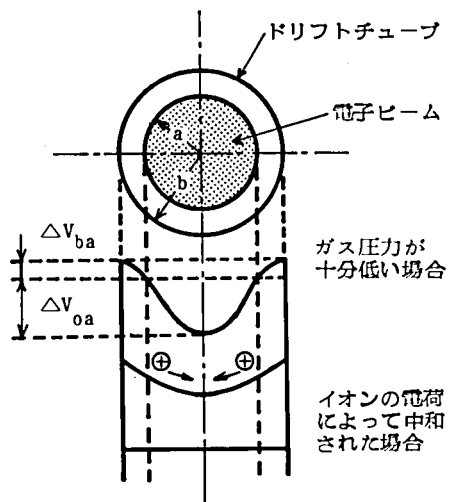


図 4-25. ドリフトチューブ断面の電位分布。

4-2-2. 動作原理

残留ガス圧力が十分低いとき、半径 b の円筒導体内に一樣な電子密度 n_b で分布する半径 a の電子ビームがつくる電位は、第2章において示したようにポアソンの式から次式のようになる。(図4-25参照)

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_{ba} &= \frac{en_b a^2}{2\epsilon_0} \ln \frac{b}{a} \\ \Delta V_{oa} &= \frac{en_b a^2}{4\epsilon_0} \end{aligned} \right\} \quad (4-1)$$

ここに ϵ_0 は真空の誘電率、 e は電子の電荷である。電子ビームのつくる電位は径方向に対し放物線的に変化し、ビーム内のイオンに対して負の電位の谷を形成する。電子ビームとガス粒子の弾性衝突により生じたイオンの持つエネルギーは、平均 $\Delta V = (2m_e/m_i) V_b$ である。ここに m_e 、 m_i はそれぞれ電子およびイオンの質量、 V_b は電子ビームの持つエネルギーを表わす。電圧 ΔV_{oa} がエネルギー ΔV に比べて十分大きいときは、衝突電離により発生したイオンは電子ビームの負の電位の谷に完全に捕捉される。例えば、12.5 kV、10 mA・cm⁻² の電子ビームでは、残留ガスが窒素であれば、 $\Delta V_{oa} = 3.05$ V、 $\Delta V = 0.49$ V となる。捕捉されたイオンは軸方向に拡散するが、ガス圧力が高くなると衝突電離が盛んになり、イオンによる電荷は増大し電位の谷は小さくなる。イオンによる電荷と電子ビームによる電荷が同じになると電位は平坦になり、電子ビームのイオン捕捉能力は失われる。この臨界圧力はHopson によれば次式で与えられる。⁹⁾

$$P_{scn} = (\pi^2/2 L_e) [e \cdot \Delta V / 2 \cdot m_i \cdot \nu_e \cdot \nu_i]^{1/2} \quad (4-2)$$

ここに、 L_e は電子ビーム領域の長さ、 ν_e 、 ν_i は、それぞれ単位圧力において単位時間に電子とガス粒子の衝突する回数、およびガス粒子とイオン粒子の衝突する回数を表わす。考えている領域の平均圧力が P_{scn} を超える場合、イオンは電子ビーム内に完全には捕捉され切れず一面にプラズマ状態をつくる。この状態を本節ではTotal-Glow Conditionと呼ぶ。平均圧力が P_{scn} 以下の場合、イオンは電子ビーム中に完全に捕捉される。この状態をBeam-Confined Conditionと呼ぶ。

プラズマ発生部であるコレクタ領域およびドリフト空間ではできるだけ多数のイオンを発生させるため、Total-Glow Condition を用いる。プラズマ発生機構として電子ビームによる衝突電離作用のみを用いる場合をTotal-Glow Condition Aとし、さらに高周波振動の助けによる電離増殖作用を用いる場合をTotal-Glow Condition Bとする。Total-Glow Condition Bがビームプラズマ電離状態である。またアノード電極と円筒状カソード電極の間は集束作用を持たせるため高真空に保ち、Beam-Confined Conditionにする。

i) Total-Glow Condition A

ドリフト空間およびコレクタ領域において、電子ビームによる衝突電離作用によりプラズマが作られる。プラズマ中のイオンの一部がアノード電極により引き出されるとすれば、イオン電流は次式で与えられる。

$$I_i = I_e [k_1 \cdot s_e \cdot \int_0^{\ell_d} p_d(z) dz + k_2 \cdot s_e \cdot p_c \cdot \ell_c] \quad (4-3)$$

ここに、 I_e は電子ビーム電流、 s_e は電離能率、 ℓ_d 、 ℓ_c はそれぞれドリフト空間およびコレクタ領域の長さ、 p_d 、 p_c はそれぞれドリフト空間およびコレクタ領域のガス圧力を表わす。 k_1 は定数で、発生したイオンのうちアノード電極により引き出されるイオンの割合を表わす。アノード電極とドリフトチューブの電圧を適当に印加することにより、 k_1 を1に近づけることができる。ドリフト空間においてガスの流れが分子流に近く、上端におけるガス圧力が下端のそれに比べて十分高いときは式4-3は次式のようになる。

$$I_i = I_e \cdot s_e \cdot p_c \left(k_1 \frac{\ell_d}{2} + k_2 \ell_c \right) \quad (4-4)$$

すなわち、イオン電流は電子ビーム電流、電離能率、コレクタ領域のガス圧力に比例する。

ii) Total-Glow Condition B またはビームプラズマ電離状態

第3章のビームプラズマ形イオン源の動作原理の項で示したように、適当な電子ビーム電圧や電流、ガス圧力および境界条件の下では、ビームプラズマ電離状態が実現される。^{7), 8), 9)} この状態では、ビームプラズマ電離のマイクロ波加熱によって高いエネルギーを持ったプラズマ電子によってガス粒子の電離が助長され、プラズマ密度は高周波振動のないときの $10^2 \sim 10^3$ 倍に増大し、引き出されるイオン電流を飛躍的に増加することができる。

iii) Beam-Confined Condition

アノード電極から引き出されたイオンビームは電子ビームの負の電位の谷に捕捉され、拡がることなく円筒状カソード電極の中心軸上を貫通する。イオン電流が多い場合においても、円筒状カソード電極近傍の電子密度の高い部分で、イオンは電子ビームのつくる負の電位の谷に完全に捕捉され、良質のエミッタ特性を持つイオンビームを得ることができる。

4-2-3. 動作特性

前項で述べたように、コレクタ領域およびドリフト空間に Total-Glow Condition を用いるため、少なくともこれらの領域の平均ガス圧力は式4-2に示す臨界圧力より高くする。試作イオン源に窒素ガスを用いた場合の臨界圧力を式4-2から求めると約 1×10^{-3} Torr である。

ドリフト空間内で発生したイオンは拡散によって軸方向に移動するが、イオンビームを効率よく得るためには、前述したようにドリフトチューブの電位をアノード電極より高くし、プラズマ内のイオンをアノード端へ加速することが望ましい。アノード電極とドリフトチューブ間電圧がイオンビーム電流に与える影響を図4-26に示す。すなわち、コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を0Vとし、アノード・カソード間電圧として10kVを印加し、コレクタ電極に到達する1次電子ビーム電流を6mAとした。実験したガス圧力範囲ではアノード・ドリフトチューブ間電圧が2.5～3.0kVで飽和特性を示すので、以下の実験ではアノード・ドリフトチューブ間電圧を2.5～3.0kVとした。

以下、1次電子ビームの衝突電離だけでプラズマが生成される Total Glow Condition A と、ビームプラズマ電離状態である Total Glow Condition B に大別して動作特性を述べる。

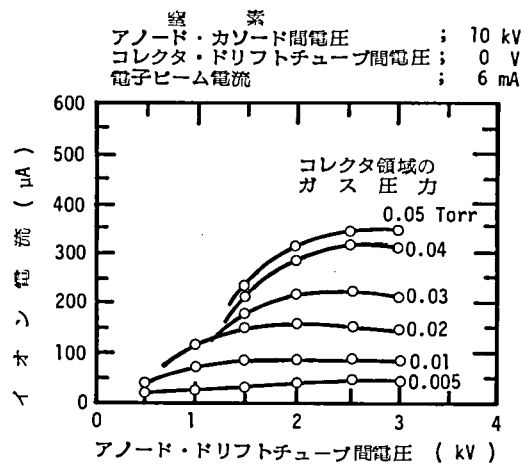


図 4-26. アノード・ドリフトチューブ間電圧とイオン電流の関係。

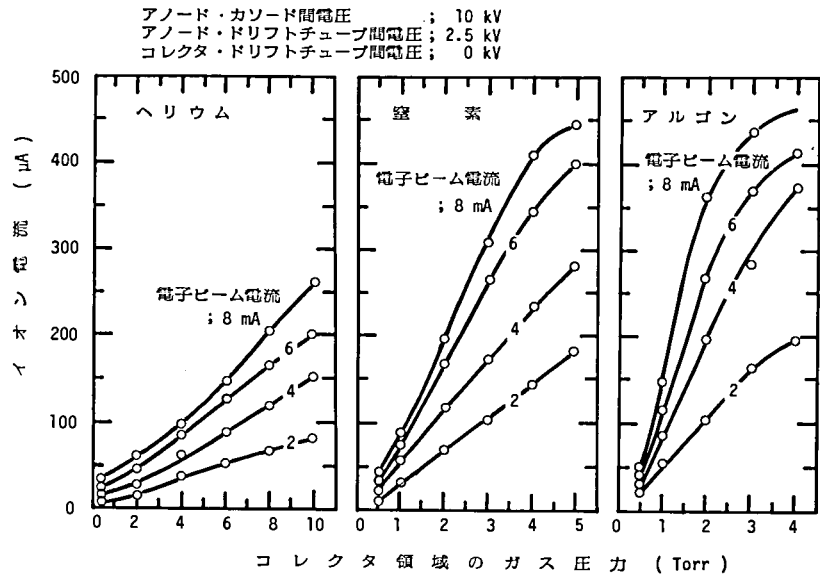


図 4-27. コレクタ領域のガス圧力とイオン電流の関係。

i) Total-Glow Condition A 形動作

円筒状カソード電極からドリフト空間に注入されコレクタ電極に到達する1次電子ビーム電流をパラメータとして、イオンビーム電流とコレクタ領域のガス圧力との関係を図 4-27に示す。ヘリウム、窒素、アルゴンについて測定したものである。何れもイオン電流はガス圧力並びに電子ビーム電流と共に直線的に

増加している。ガスの電離能率はヘリウム、窒素、アルゴンの順に高くなるので、電離能率の高いガスほど、低いガス圧力でも多くのイオン電流が得られている。式 4-4 において、電離されたイオンがアノード電極とドリフトチューブ間に電位差を与えることにより、総てイオンターゲットに流れるとすれば、 $k_1 \cong 1$ とおくことができるが、 k_2 はドリフト空間内の電位勾配およびそれによる拡散の影響がコレクタ領域に及ばないので無視できる。動作条件、電離能率等数値を式 4-4 に代入すると実測値とよく一致する。従って、この動作条件でのイオン発生機構は、単に電子ビームによって衝突電離するものと推察できる。

なお、1 次電子ビーム電流は、円筒状カソード電極を加熱するためのフィラメントからの電子放出量を制御することによって、電子レンズ系に影響を与えることなく自由に調整することができる。

ii) Total-Glow Condition B 形動作

ドリフト空間内のプラズマ密度を増加させて高密度のイオンビームを引き出すためには、積極的にビームプラズマ相互作用を利用することが望ましい。筆者等かねてよりこの現象に着目し、1 次電子ビームによって生ずるプラズマ密度をさらに $10^2 \sim 10^3$ 倍増加させ、高密度のイオン源として利用することを試みてきた。Total-Glow Condition B を実現する具体的なプラズマの境界条件は、コレクタとドリフトチューブ間に電位差を与え、ドリフトチューブ側を高電位とし、コレクタ電極面からの 2 次電子による電離作用を積極的に利用することによって達成できる。

図 4-28 はヘリウム、窒素、アルゴンガスをを用いた場合、コレクタ・ドリフトチューブ間電圧の変化によるイオン電流特性を示したものである。コレクタ・ドリフトチューブ間電圧が電離電圧付近より高くなる、すなわち、コレクタ電極より放出される 2 次電子が電離に必要なエネルギーを持つと、コレクタ領域とドリフト空間の接合部付近の電離が盛んになり、イオン密度が高くなって Total-Glow Condition B に必要な境界条件が満足されるものと思われる。コレクタ・ドリフトチューブ間電圧の増加と共に、何れの場合もイオン電流が飛躍的に増大している。例えば、窒素ガスの場合 1.5 mA 程度得られている。同じガス圧力および電流条件で Total-Glow Condition A と比較すると、約 75 倍のイオン電流が得られている。

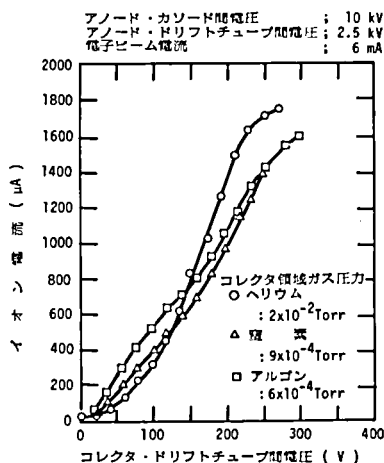
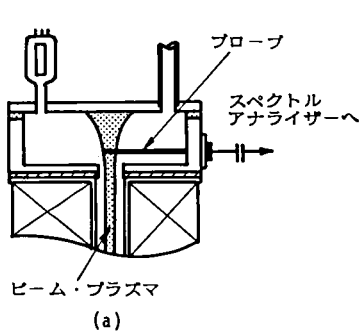


図 4-28. 高周波振動を伴う場合のイオン電流 (Total-Glow Condition B)。

この動作状態に図4-29(a)に示すようなアンテナプローブを挿入し、発生した高周波振動をスペクトルアナライザーで観測すると、図4-29(b)のような波形が観測される。観測された高周波振動の一例では、中心周波数 550 MHz で約140 MHz の幅を持ち、コレクタ・ドリフトチューブ間電圧の増加、すなわち、イオン電流の増加と共に高周波振動の振幅も増加した。また、30 k~100 kHz の低周波発振もシンクロスコープにより観測される。

図4-30は、イオンビーム電流200 μ Aおよび1mAのエミッタンスを円筒状カソード電極から15cmの位置で測定したものである。図から明らかなように、イオンビーム半径10mmの位置で50~60 mradの発散角となっている。また、収差の非常に少ないイオンビームであることを示している。イオン電流1 mAのときの規格化エミッタンス、規格化平均輝度はそれぞれ $3.8 \times 10^{-8} \text{ rad} \cdot \text{m}$ 、 $1.48 \times 10^{11} \text{ A} \cdot \text{rad}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}$ であり、この値は非常に良質のイオンビームであることを示している。

イオンビームの進行方向に直角な面において、細い金属線を移動させ、これに流れるイオンビーム電流を測定してビームの形状を推定したのが図4-31である。この方法では各点のビーム密度を厳密に知ることとはできないが、イオンビームの形状の概略を知ることができる。



アノード・カソード間電圧 ; 6 kV
 アノード・ドリフトチューブ間電圧 ; 2.5 kV
 コレクタ・ドリフトチューブ間電圧 ; 100 V
 電子ビーム電流 ; 16 mA

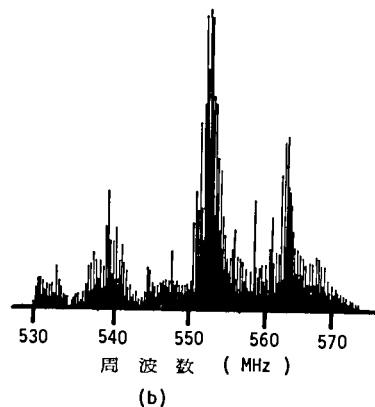


図4-29. (a) 高周波振動測定系
 (b) 高周波振動のスペクトル。

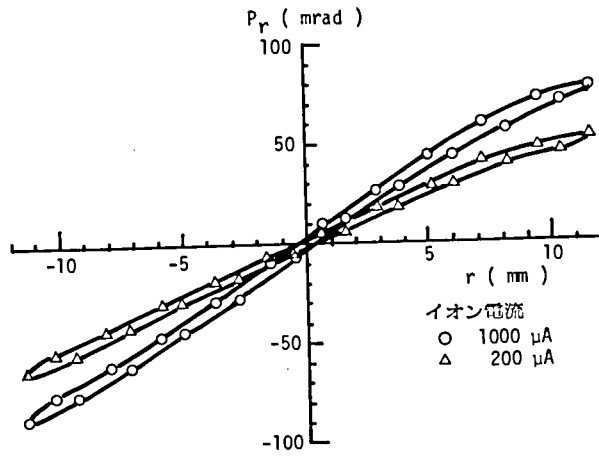


図 4-30. エミッタンス図。

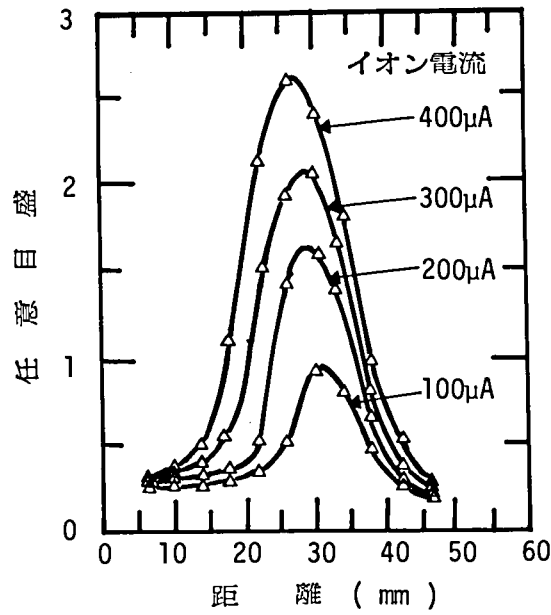


図 4-31. イオンビームの形状。

アルミ箔にイオンビームを照射して、そのコンタミネーションによるアルミ箔表面の色の变化からその形状を推測してみると、直径約 20 mm の範囲の変色が著しく、イオンビームによる熔融でその中心部に直径約 2 mm の孔が開いた。これらの結果から集束レンズ系を付加しなくてもかなり高密度のイオンビームが得られているものと思われる。

本イオン源から引き出されるイオンビームの多価イオン特性を測定した。多価イオン特性はイオン化合物が室温でガス状のものであるか金属であるかによって異なる。図 4-32 はアルゴンのガス圧力に対する多価イオン電流特性を質量分離器によって測定したものを示す。アルゴンイオン電流の Ar^+ 、 Ar^{2+} および Ar^{3+} の各イオン電流の割合は、それぞれ、89~94%、5~7% および 1~4% であった。金属の多価イオン特性を測定するために、インジウムをコレクタ領域に設けた金属蒸気発生炉から蒸発させ、ビームプラズマ電離を生じさせるためにガス導入孔からキャリアガスとしてアルゴンを導入した。電子ビーム電流、インジウムガス圧力、その他の条件を調節することによって、多価イオンの成分比が大きく変化する。ある動作条件では 1 価イオン電流は多価イオン電流量より多い（約 70% が In^+ で 30% が In^{2+} ）が、多価イオンの割合を増すように条件を変化させれば、 In^+ の約 3 倍の In^{2+} のイオン電流を得ることができる。図 4-33 には金属蒸気発生炉の加熱電流を変化してインジウムの蒸気圧を変化させたときの多価イオン電流特性を示す。

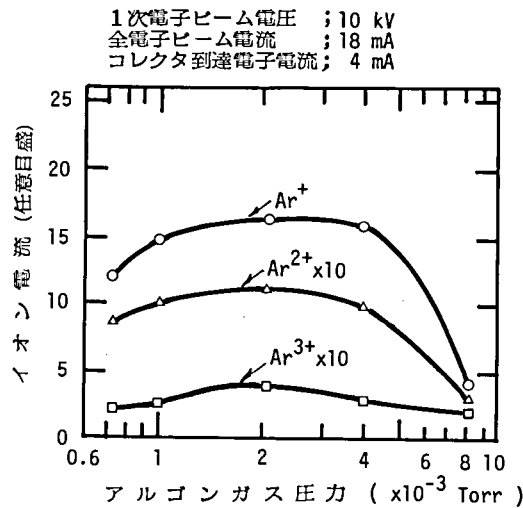


図 4-32. アルゴンガス圧力に対する多価イオン電流特性。

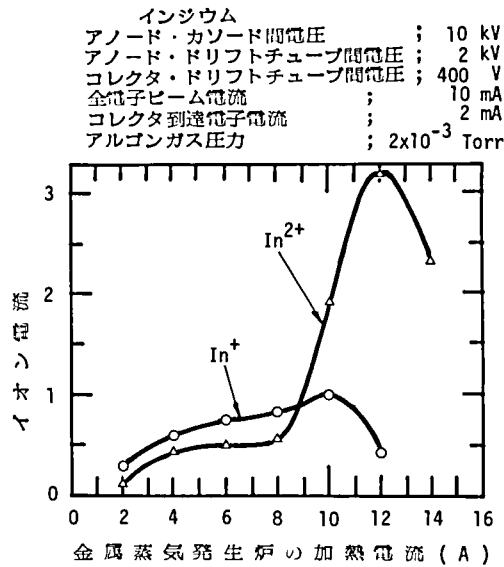


図 4-33. インジウムの金属蒸気発生炉の加熱電流に対する多価イオン電流特性。

4-3. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 I ⁽¹⁰⁾⁻¹⁶⁾

ビームプラズマ形イオン源は、電子ビームをイオンの引き出しに効果的に利用すると同時にプラズマ生成にも極めて有効に用いている。プラズマ生成の機構はこのイオン源独得のものであり“ビームプラズマ電離”と名付けた。すなわち、電子ビームとプラズマの相互作用を積極的に利用しそれによって生じるマイクロ波電力をプラズマ電子に吸収させ、一種のマイクロ波放電による高密度のプラズマ生成を行うことができる。本節では、初めに、ビームプラズマ電離の解析のために行った実験を示し、次に、それによって得られたプラズマからのイオンの引き出しに関する基礎特性について述べる。また、動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 I によって得られた実験データの多くは、第 3 章ビームプラズマ形イオン源の動作原理に既述されている。

4-3-1. 構造

ビームプラズマ電離機構を解析するため、電子ビームとプラズマの相互作用現象およびそれによって生成されるプラズマの特性を測定することを目的とした、動作解析用・ビームプラズマ形イオン源 I の概略構造図を図 4-34 に示す。イオン源は細く絞った電子ビームを作る電子銃、ビームプラズマ電離現象が起きるドリフト空間および電子ビームの終端と 2 次電子ビームの発生部であるコレクタ領域により構成される。また、ビームプラズマ電離の測定を行った後、イオン引き出し孔を設けてイオン引き出しに関する基礎実験を行うことができる改良を行った。

i) 電子銃

電子銃は基本的にはPierce形のものを用いた。各電極間における電位分布やカソードからの電子軌道は、図4-35(a)および(b)に示す計算機シミュレーションによって求め、電子銃の設計を行った。細く絞った電子ビームを得るために、電子銃部へドリフト空間からの磁界のもらえないように、電子銃を磁気遮蔽容器内に納めた。平板状のタンタル製カソードがヒータからの電子衝撃で約100数10Wによって加熱され、カソード電極から放出される電子はウェーネルト電

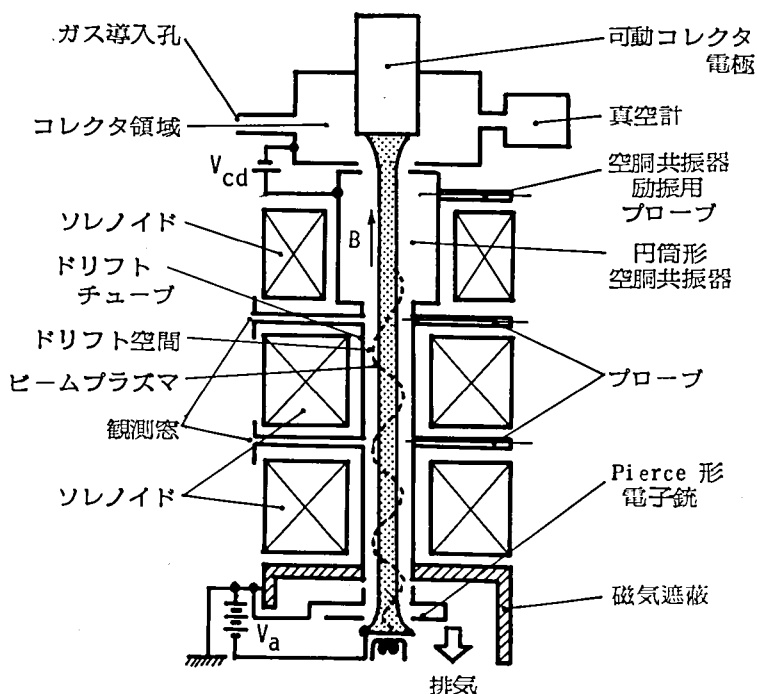
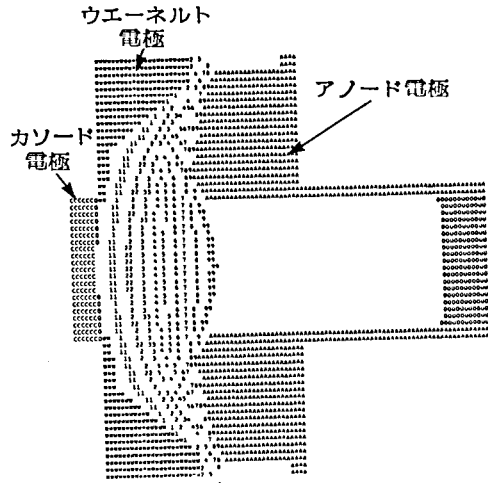


図4-34. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Iの概略構造図(ビームプラズマ電離機構解析用)。

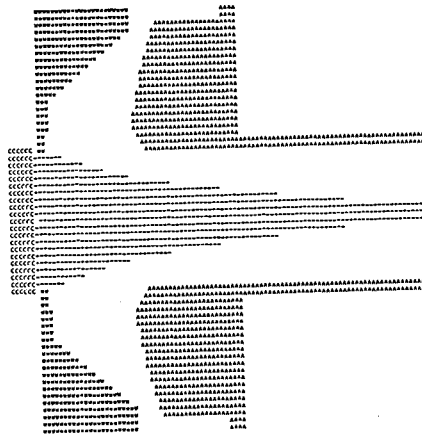
極およびアノード電極によって細く集束され、電子ビームとなってドリフト空間へ入射する。1次電子ビーム電圧3～10kV、電流0～60mAでコレクタ電極で半径約2mmφの電子ビームを得ることができる。電子ビームのコレクタ電極への透過率は80～95%である。図4-36には実験に使用したタンタルカソードを示す。図中、左端のものは平板状のカソードを示し、中央のものはイオンが通過できるように中央に3mmφの穴を開けて製作したものを示す。また、右端に示したカソードは平板状カソードを約200時間使用後のものであり、中央には、細く絞られたイオンビームの衝撃スパッタによりエッチングされている様子がわかる。

ii) ドリフト空間

電子銃によって加速され細く絞られた電子ビームはドリフト空間へ入射し、プラズマ生成室である内径11mmφのドリフトチューブ内を通り、コレクタ領域へ向かう。ドリフト空間は、ビームプラズマ相互作用によってビームプラズマ電離が起きる領域であるため、できるだけ様な磁界分布とするとともに、中で発生したマイクロ波の観測や生成されたプラズマの特性測定のために測定端子が取り付けられる構造にしている。ドリフト空間の中心軸上の磁界分布は、図3-2に示したようにコイルを特殊な巻き方にするにより



(a)



(b)

カソード電極 ; 0V
ウエーネルト電極 ; 350 V
アノード電極 ; 10 kV

(a) 電位分布図
(b) 電子軌道図

図 4-35. 計算機シミュレーションによって求めた
(a) 電位分布と (b) 電子ビーム軌道。

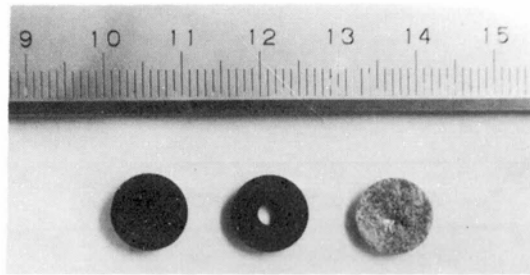


図 4-36. 電子銃に用いたカソード。左：平板状のもの，中：イオンが通過するように中央に 3 mm ϕ 穴を開けたもの，右：平板状カソードを約 200 時間使用后イオンビームにより中央にエッチングされたもの。

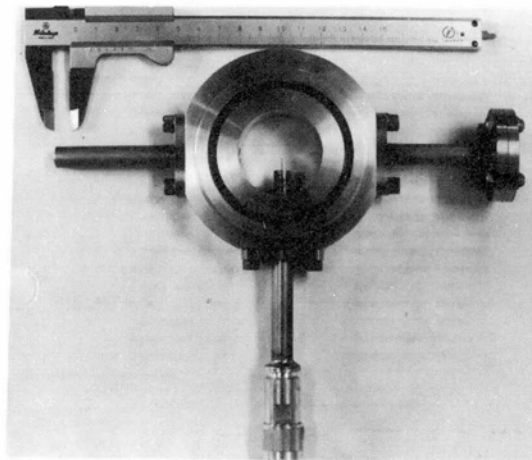


図 4-37. ブローブ位置に於ける測定端子。
下：マイクロ波観測用アンテナ及びラングミュアプローブ
右：プラズマ観察用窓
左：ガス圧力測定用端子。

ドリフト空間内の主要な部分での磁界強度は± 6 % 以内で一樣にすることができる。図 4-34の構造図に示したプローブの位置には、図 4-37に示すような一組の測定端子を設けている。測定端子にはマイクロ波観測用のアンテナとラングミュアプローブを兼ねた同軸プローブ、放電現象観察のための窓やガス圧力測定端子などがある。ラングミュアプローブによるプラズマ密度の測定の他に、プラズマ密度を測る方法として、空洞共振器のマイクロ波吸収周波数の変化やその半値幅を見る方法がある。このイオン源には、ドリフトチューブのコレクタ側に内径40 mmφ長さ100 mmの銅製の空洞共振器を取り付けることができる。また、各測定端子をドリフトチューブの各位置に取り付けたり、ドリフトチューブの長さを変えることができるように、ドリフト空間として100 mm長の磁界発生用ソレノイドを3個以内を重ねて用いることができる。

iii) コレクタ領域

コレクタ領域にはガス導入孔および1次電子ビームの終端部であるコレクタ電極がある。コレクタ領域とドリフト空間はテフロンを用いて絶縁し、コレクタ電極に印

加する電圧を調整して、1次電子ビームの衝撃によってコレクタ電極から放出される2次電子をビームとして加速し、ドリフトチューブ内へ導くことができるように設計されている。コレクタ電極は最大1 kW程度の1次電子ビーム電力を消費するため、熱伝導がよく脱ガスの少ないOFHC銅を用い、毎秒40ccの水によって強制冷却されている。また、コレクタ電極はビームプラズマ系の終端条件を容易に変化できるように、上下60mm程度可動の構造となっている。イオン化したいガスはガス導入孔より微量ガスリーク調節可能なリークバルブを通して導入する。コレクタ領域のガス圧力は適当な真空計を用いてモニターすることができる。

iv) イオン引き出し系を設けたイオン源

ビームプラズマ電離によってドリフトチューブ内に生成されたプラズマからイオンを引き出すために、電子銃のカソードの中央に穴を開け、円筒状カソードとすると同時に、ドリフト空間からのもれ磁界を利用して効果的にイオン引き出しを行うため、電子銃を含めたイオン引き出し系を磁気遮蔽効果のない真空容器内に納める等の改良を行った。場合によっては、ドリフト空間からのもれの磁界の分布形状を調節するために、イオン引き出し系の外側に磁界補正用ソレノイドを設けることがある。引き出されたイオン電流はファラデーカップ構造の電極によって測定する。イオン引き出し系を設けた動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰの概略構造図を図4-38に示す。イオン引き出し系以外のドリフト空間、コレクタ領域および測定系等については、ビームプラズマ電離機構を解析するためのイオン源の構造と同様である。

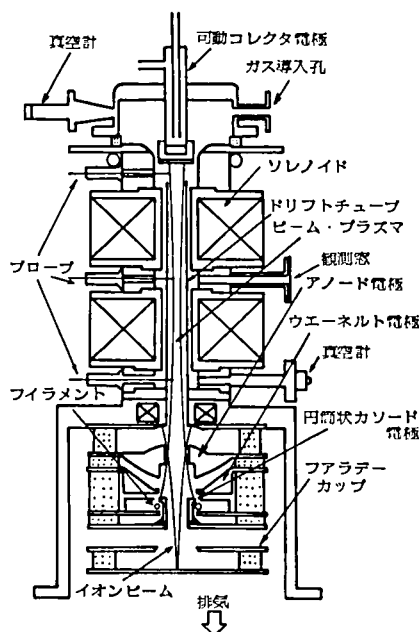


図 4-38. イオン引き出し系を設けた動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰ。

4-3-2. マイクロ波の観測

ビームプラズマ相互作用によって生じるマイクロ波を観測することによって、プラズマ生成機構であるビームプラズマ電離に関する不安定性の判別を行うと同時に、理論との対応を明らかにすることができる。

図4-39にマイクロ波測定系を示す。マイクロ波アンテナ用同軸プローブのインピーダンスは、同軸ケーブルと同じ 50Ω に設計してあるが、アンテナ回路のインピーダンス不整合を取り除くため3スタブチューナーを挿入した。発振検出電力は広帯域方向性結合器により分枝することによって、発振検出電力と周波数スペクトルを同時に観測することができる。

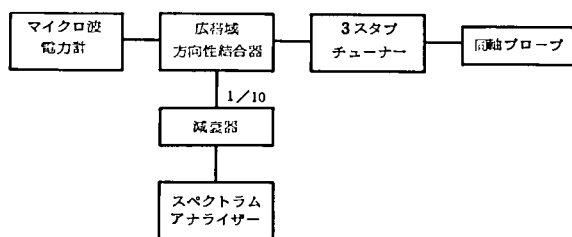


図4-39. マイクロ波測定系。

ビームプラズマ相互作用によって生じる不安定性は、3-2-1項ビームプラズマ電離機構の概要で述べたように、理論的には5種類存在する。図4-40はドリフトチューブの磁界電流を変化したときの観測周波数の一例である。図中斜線内に存在する周波数の成分の発振出力が最も大きく、磁界の強さと共に発振周波数も増加する。この発振周波数は、3-2-1項で示したように、プラズマ密度の測定を同時に行うことにより、下限がサイクロトロン周波数で上限がサイクロトロン周波数とプラズマ周波数の2乗平均である高ハイブリッド周波数の間にあることがわかる。

また、波数の測定からこの発振が相互作用領域Bによるものであることがわかる。主に

観測されるこの強い発振は、場合によっては非線形効果が現われて、その高調波成分が測定されることもある。一方、周波数の観測では、相互作用領域Bによる強い発振の他に、図4-40に示したような数10～数100 MHzの低周波や、シンクロスフープで観測できるさらに低周波の数10～数100 kHzの発振も測定される。しかし、それらは何れも弱い相互作用によるものであり、発振

室 素
1次電子ビーム電圧 ; 5 kV
電流 ; 50 mA
ガス圧力 ; 1×10^{-3} Torr
コレクタ・ドリフトチューブ間電圧 ; 100 V
平均磁界 ; 600 Gauss

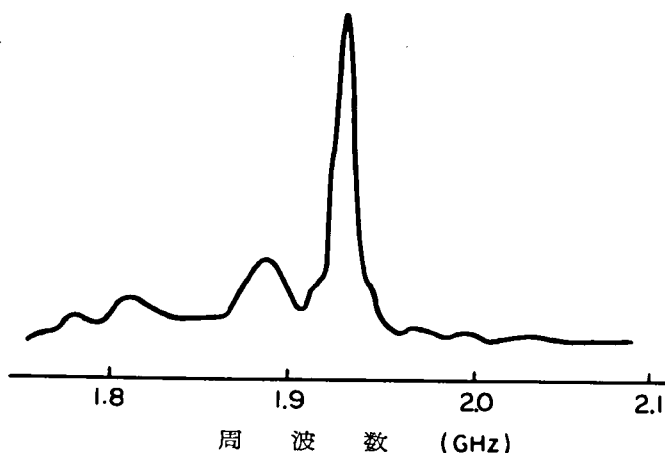


図4-41. ビームプラズマ相互作用によって生じた発振の周波数スペクトルの一例。

出力は極めて小さい。強い発振の周波数スペクトルをスペクトルアナライザで観測したものゝ一例を図4-41に示す。スペクトル幅は動作条件により異なるが、この図では1.93 GHzを中心に約数10～数100 MHzの範囲内にある。図4-40には強い発振に対して測定されるスペクトル幅を測定誤差記号で印した。

図4-42は、ドリフトチューブのガス圧力を変化したときの発振検出電力をマイクロ波電力計で測定したものを示す。ビームプラズマ相互作用による発振は、この構造のイオン源で窒素ガスを用いたとき $1 \sim 2 \times 10^{-3}$ Torr 以上のガス圧力領域で生じることがわかる。電子ビーム電流が多いときには、ビームプラズマ電離が起きるための閾値プラズマ密度を低いガス圧力でも得ることができるため、低ガス圧力でも発振電力が大きい。同時に、不安定性の強さを示す量、すなわち、理論的に求めることができる周波数の虚数部も大きいいため、全体の領域にわたって発振電力が大きい。

4-3-3. プラズマ密度と電子温度

ビームプラズマ電離によって生成されたプラズマの性質を調べる有力な方法は、生成されたプラズマ密度や電子温度を直接測定することである。ここでは、初めに、本実験で用いたプラズマ密度の測定法を示し、次に、それによって得られた測定結果について述べる。

i) ラングミュアプローブ法

ビームプラズマ電離によって生成されるプラズマの電位は、ドリフトチューブの電位に近いものが得られるため、単針形のプローブを用いることができる。図4-43にラングミュアプローブを用いたプラズマ密度測定回路を示す。プラズマ電子の

エネルギー分布がマックスウェル・ボルツマン分布をしており、プローブの近傍には磁界が存在しないとする。プローブへ流れ込むプローブ電流、電子電流およびイオン電流をそれぞれ I_p , I_e および I_i とし、プローブ電圧およびプラズマの空間電位をそれぞれ V_p および V_s , また電子温度を T_e とすると、電子

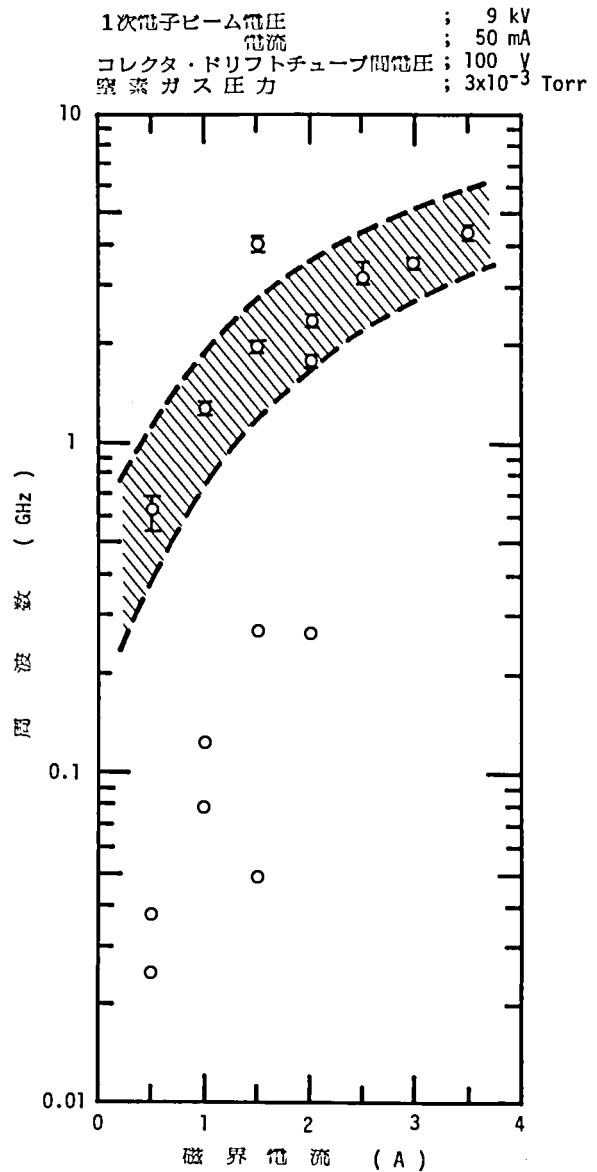


図4-40. ビームプラズマ相互作用によって生じる発振の観測周波数のドリフトチューブ磁界電流に対する変化の一例。斜線内の発振が最も発振電力の大きいもので、そこに示した測定誤差記号はスペクトルのエネルギー幅を示す。

電流の流入領域 ($V_p < V_s$) においては, プローブ電圧と電流の間には次式に示すような関係がある。¹⁷⁾

$$I_p + I_i = I_e = I_{e0} \cdot \exp \left\{ -e (V_s - V_p) / kT_e \right\} \quad (4-5)$$

ここに, I_{e0} は電子電流飽和領域 ($V_p > V_s$) における電子電流であり

$$I_{e0} = \frac{n_e e A_p}{4} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (4-6)$$

で表わされる。ただし, n_e はプラズマ電子密度, A_p はプローブの表面積を表わす。これらの式によって表わされるプローブ電圧電流特性を図4-44に示す。特に図(b)では, プローブ電流とイオン電流の和である電子電流を対数目盛で描くことによって, 電子電流の流入領域のグラフの傾きから電子温度を計算することができる。さらに, グラフより得られる電子飽和電流から式4-6を用いてプラズマ密度を計算することができる。

$$n_e (\text{cm}^{-3}) = 3.73 \times 10^{10} \frac{I_{e0} (\text{mA})}{A_p (\text{mm}^2) T_e^{1/2} (\text{eV})} \quad (4-7)$$

プローブのある近傍に磁界が存在する場合には, 磁界に垂直な方向への電子の運動が抑制され, プローブ電流が過小評価される。電子温度は磁界の存在しない場合と同様に求めることができるが, プラズマ密度を計算するための電子飽和電流は磁界によって補正する必要がある。このとき, 見かけ上計算されるプラズマ密度を n_e' とすると, 実際のプラズマ密度は次式で与えられる。¹⁸⁾

$$n_e = n_e' (1 + r_p) \quad (4-8)$$

ここに r_p は磁界が存在することによる補正係数であり, 次式で表わされる。

$$r_p = \frac{3 A_p \omega_{ce}}{16 \pi \bar{v}_e (a_p + r_L)} \quad (4-9)$$

ただし, ω_{ce} および r_L はそれぞれ電子サイクロン周波数および

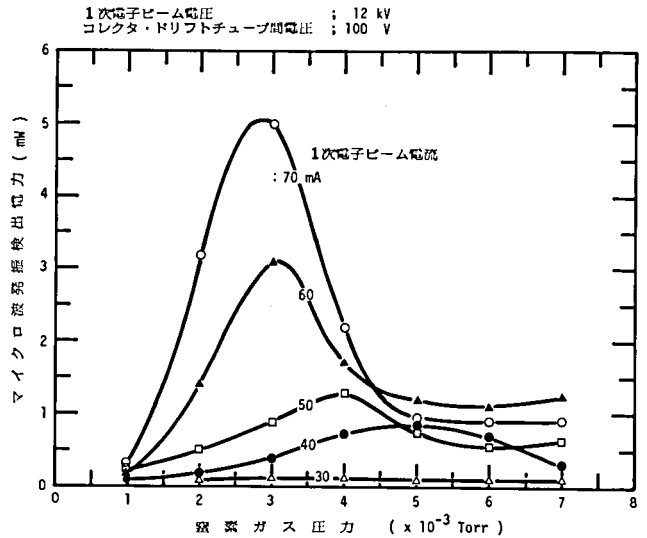


図4-42. ビームプラズマ相互作用によって生じた発振出力のガス圧力に対する変化。

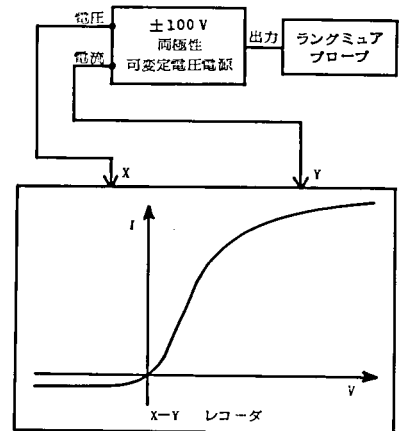


図4-43. ラングミュアプローブを用いたプラズマ密度測定回路。

ラーマー半径, a_p および \bar{v}_e はそれぞれプローブの半径, 電子の平均速度を表わす。プローブが磁界に直交する細長い円筒状のものである場合には, 磁界を B (k Gauss), プローブの長さを ℓ_p (mm), 電子温度を T_e (eV) として, 補正係数 r_p を次式のように書き直すことができる。

$$r_p = 51.7 \frac{B^2}{(1 + 4.67 \cdot B)} \cdot \frac{\ell_p}{T_e^{1/2}} \quad (4-10)$$

ii) 空洞共振器を用いる方法

図 4-34 の構造図に示した内直径 $40 \text{ mm } \phi$, 長さ 100 mm の空洞共振器では, 共振器内に立つ共振モードは, 図 4-45 に示す測定回路を用いて測定すれば, 周波数が $4 \sim 8 \text{ GHz}$ の範囲内で, 図 4-46 に示すように 10 個存在する。この共振器では TM_{010} または TE_{112} のモードが励振し易いので, これらのモードを使用して測定するのが便利である。 TM_{010} モードの場合について考えてみる。空洞共振器内にプラズマが存在すれば, 中の誘電率が変化するため共振周波数が変化し真空時との変化の程度は次式で与えられる。¹⁹⁾

$$4f/f = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{a}{b} \right)^2 \cdot \left[\frac{1}{J_1^2(\epsilon_{01})} \right]_0 \quad (4-11)$$

ここに, a および b はそれぞれ電子ビームおよび空洞共振器の半径を表わし, $\omega_{pe} = (e^2 n_e / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ はプラズマ周波数, ϵ_{01} はベッセル関数 $J_0(x) = 0$ の第 1 番目の根を表わす。式 4-11 をプラズマ密度を求める式に書き改めると次式

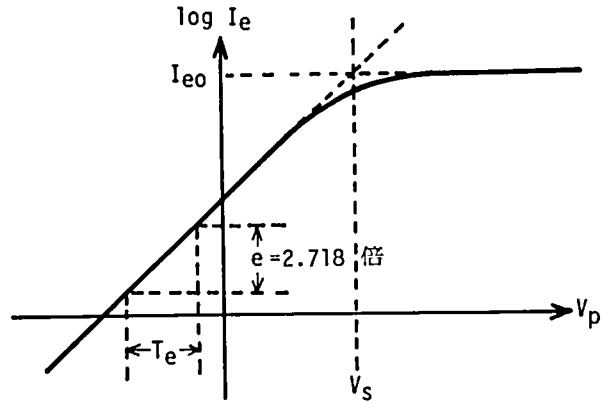
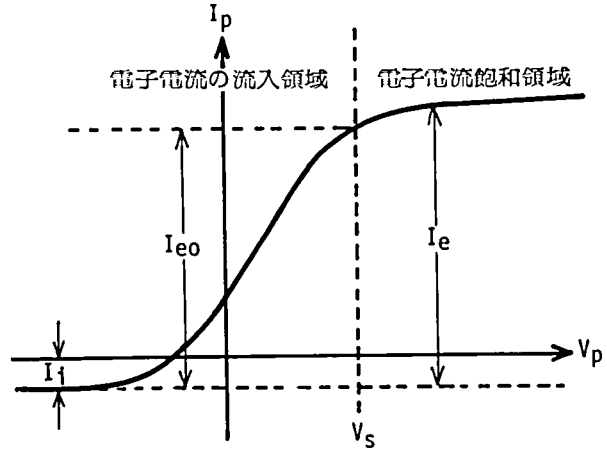


図 4-44. (a) ラングミュアプローブの特性曲線と (b) 電流を対数で描いた図。

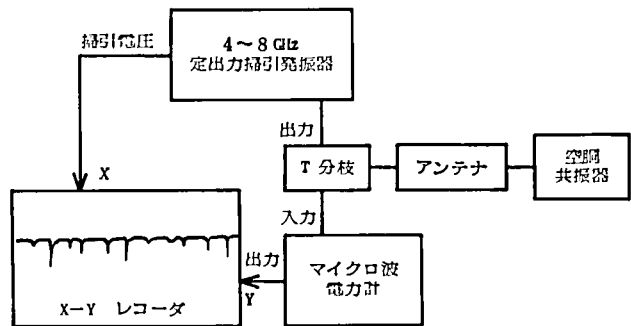


図 4-45. 空洞共振器を用いたプラズマ密度の測定回路。

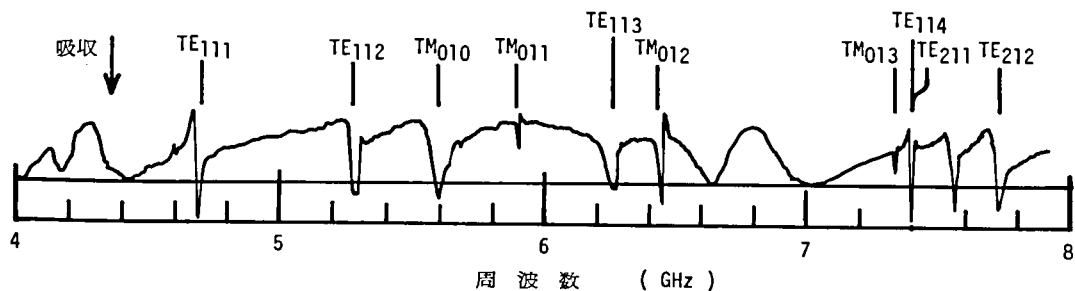


図4-46. 空洞共振器の真空時におけるマイクロ波吸収特性。

を得ることができる。

$$n_e a^2 \pi = 2.76 \times 10^{12} \frac{\Delta f}{f} \quad (4-12)$$

ここで、 n_e は cm^{-3} 、 a は cm 単位である。

例えば、図4-47に示すように、2次電子ビーム加速電圧を0 Vから80 Vに増加することによってビームプラズマ電離を起こし、空洞共振器内に高密度プラズマを作ると、 TM_{010} モードの共振周波数はプラズマ密度がない場合に比べて $\Delta f/f = 2.5 \times 10^{-2}$ 程度のずれが観測される。式4-12を用いれば、空洞共振器内の電子ビーム径内のプラズマ密度が約 $8.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ と計算される。

一方、空洞共振器のマイクロ波励振用アンテナをラングミュアプローブとしてプラズマ密度を測定れば、プローブ位置における磁界による補正をすることにより、プラズマ密度が約 $8.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ と計算される。空洞共振器を用いる場合とラングミュアプローブを用いる場合のプラズマ密度測定値は比較的良好一致し、共に信頼性ある測定法として用いることができる。しかし、空洞共振器はプラズマ密度が高くなるとマイクロ波の吸収特性が悪くなる傾向にあり、高密度プラズマの測定にはあまり効果的でない。他方、ラングミュアプローブ法は、一般に簡単で、高密度プラズマの測定にも障害が少なく、電子温度も同時に測定できるため極めて有用である。従って、本実験におけるプラズマ特性の測定はラングミュアプローブ法によって行った。

1次電子ビーム電圧：12 kV
電流：60 mA
窒素ガス圧力： 3×10^{-3} Torr
平均磁界：600 Gauss

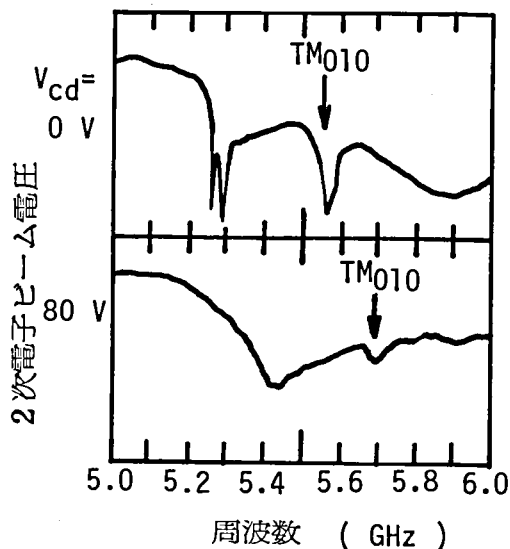


図4-47. 2次電子ビーム加速電圧をえることによりプラズマ密度を変えた場合の空洞共振器の吸収周波数変化の一例。

iii) プラズマ特性とイオン生成率

本イオン源においてビームプラズマ電離を起こすために必要な閾値プラズマ密度を得るために、コレクタ・ドリフトチューブ間電圧,すなわち、2次電子ビーム電圧を増したり、ガス圧力を変化させたときのプラズマ特性やイオン生成率については3-2-4項の図3-19から図3-23において示した。ビームプラズマ電離が起きれば、電離増殖作用によって急激に高密度のプラズマが生成されることが観測される。そのときのイオン生成率を評価してみると、プラズマ生成に主に関与する電離電子は電離電圧以上のエネルギーを持つプラズマ電子であることがわかる。ここでは、1次電子ビーム電流、電圧およびドリフトチューブの平均磁界の変化に対するプラズマ特性について述べる。

図4-48には、1次電子ビーム電流を変化したときのプラズマ特性とイオン生成率を示す。ビームプラズマ相互作用による絶対不安定性の強さを示す周波数の虚数部の値のプラズマ密度

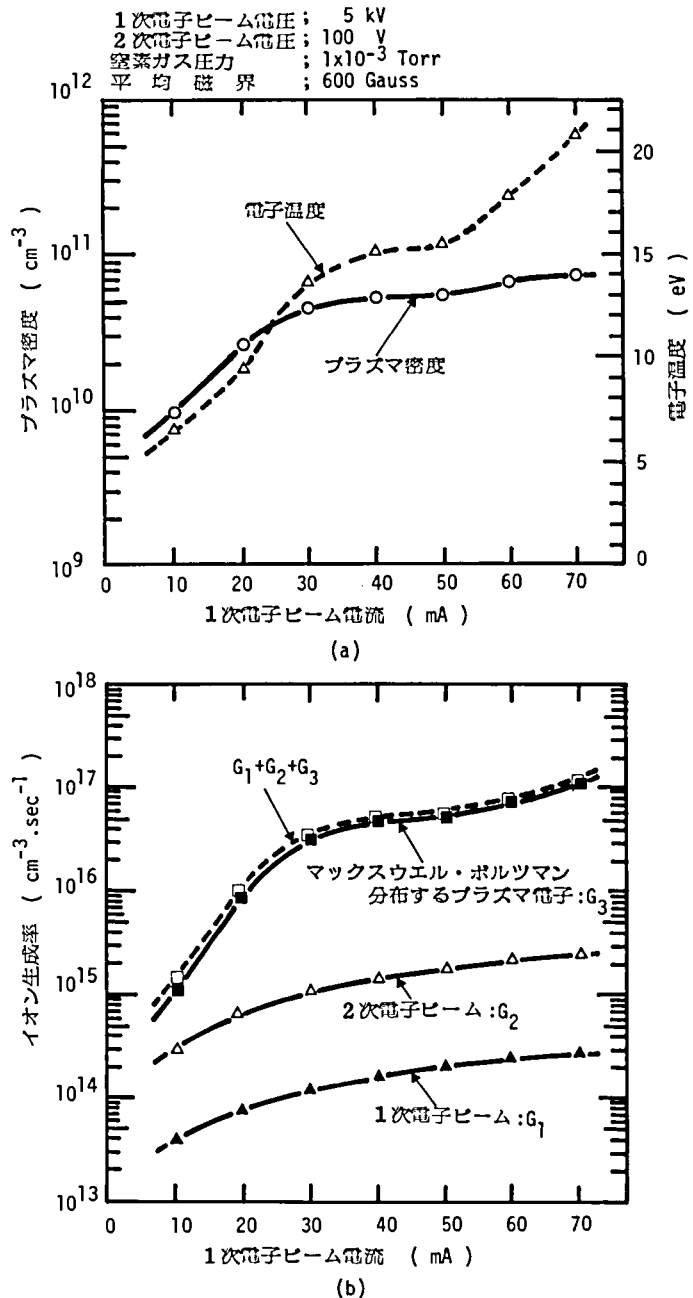


図4-48. 1次電子ビーム電流を変化したときの(a)プラズマ特性と(b)イオン生成率。

依存性の理論計算からは、電子ビーム電流の増加に対して周波数の虚数部の値が最大値を示すプラズマ密度は変化しないが、周波数の虚数部の値は全体に電流の $1/3$ 乗で増加する。従って、電子ビーム電流の増加に伴ってビームプラズマ電離が起き易くなることがわかる。図のイオン生成率の評価からもわかるように、電子ビーム電流が30 mA以上では1次電子ビームによるビームプラズマ電離が十分に起き、プラズマ密度はほぼ一定値を示している。電子ビーム電流が30 mA以下の場合、プラズマ密度が激減していないのは、この領域においても電圧の低い2次電子ビームにより弱いビームプラズマ電離が起き、プラズマが生成されているものと考えられる。2次電子ビームだけによるビームプラズマ相互作用では、電離を十分に生じるにはエネルギーが少ないため、これによるプラズマ生成は比較的少ない。電子温度は、電子ビーム電流が30 mA以上のビームプラズマ電離が十分に起きている領域では、窒素ガス圧力 1×10^{-3} Torrによって決まる理論値の20eV

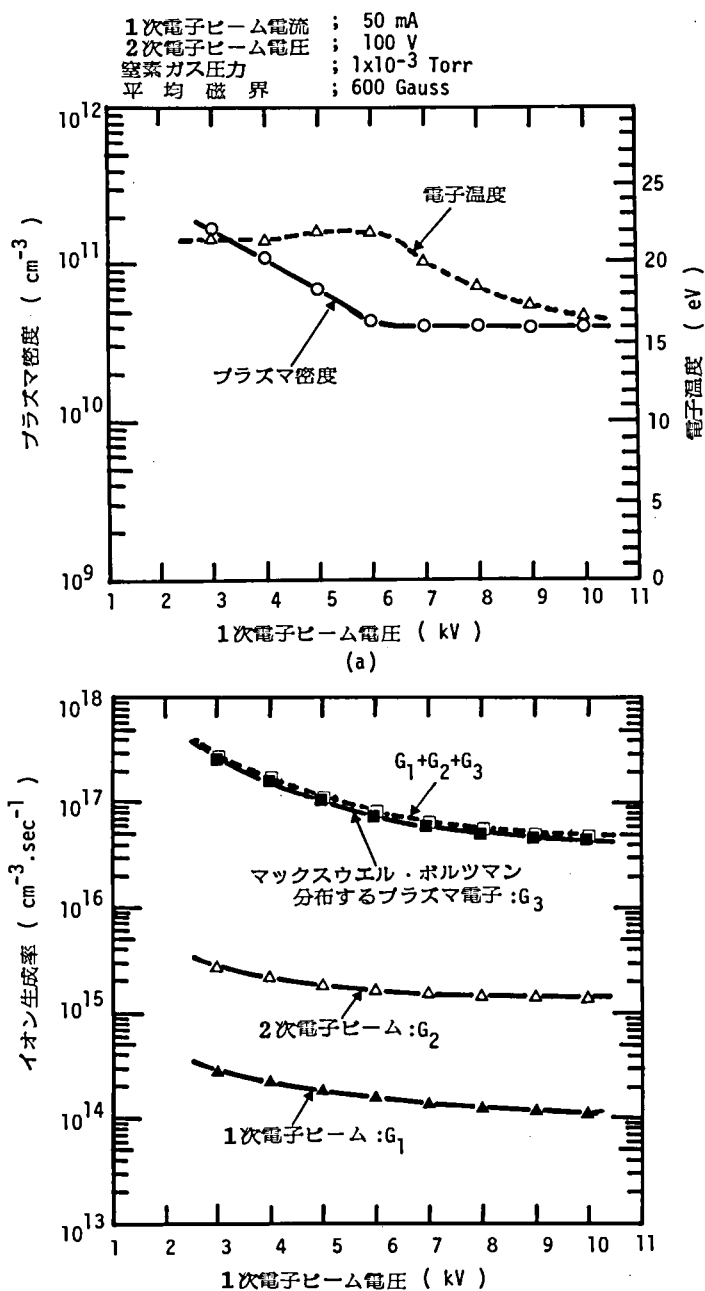


図4-49. 1次電子ビーム電圧を変化したときの(a)プラズマ特性と(b)イオン生成率。

に近い10数eV～20数eVの範囲内にある。しかし、電子ビーム電流が30 mA以下では、電離電圧以上のエネルギーを持つプラズマ電子の量が十分でないために、理論値の電子温度から大きくずれた低い値を示している。

図4-49には、1次電子ビーム電圧を変化したときのプラズマ特性とイオン生成率を示す。イオン生成率の評価から、1次電子ビーム電圧測定領域全域で電離は電離電圧以上のエネルギーを持ったプラズマ電子によって主に行われており、十分なビームプラズマ電離が起きていることがわかる。絶対不安定性の強さを示す周波数の虚数部のプラズマ密度依存性の理論計算からは、3～10 kVの範囲の電子ビーム電圧の変化に対して、周波数の虚数部の値の変化はあまりない。しかし、有限長のビームプラズマ系においては、後進波管の場合と同様に電子ビーム電圧の低い時にはより少ない電子ビーム電流で発振を開始することになるため、一定電子ビーム電流ではより電子ビーム電圧の低いときに強

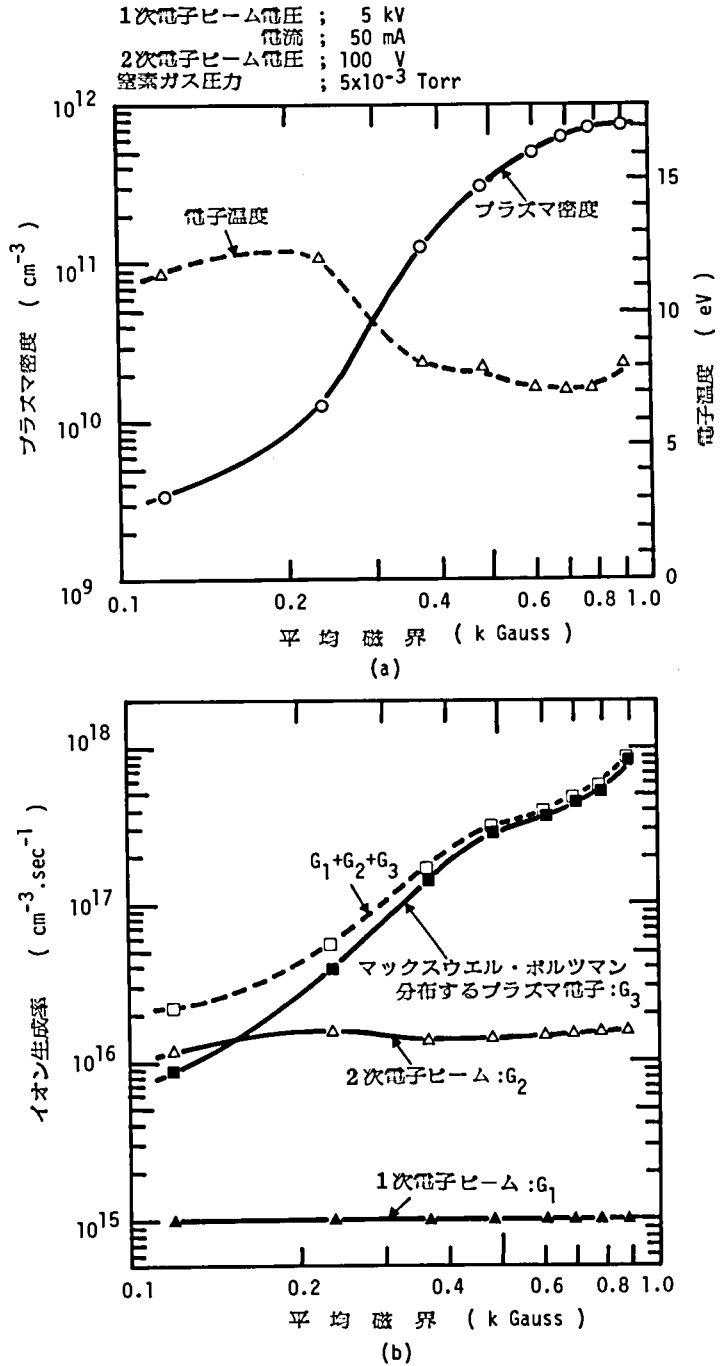


図4-50. ドリフトチューブの平均磁界を変化したときの(a)プラズマ特性と(b)イオン生成率。

いビームプラズマ電離が生じ易いと考えられる。図に示すプラズマ密度特性において、低い電子ビーム電圧でより多くのプラズマが生成されているのは、上述の傾向を表わしていると考えられる。また、電子温度は窒素ガス圧力 1×10^{-3} Torr で理論値の 20 eV に近い値を示している。

図4-50には、ドリフトチューブの平均磁界を変化したときのプラズマ特性とイオン生成率を示す。絶対不安定性の理論からは、ビームプラズマ電離が起きていれば磁界が約 200 Gauss 以下ではプラズマ密度はほぼ一定で、それ以上では磁界の2乗に比例して増加する傾向にある。図では、磁界が約 200 Gauss から 600 Gauss の範囲ではプラズマ密度は磁界の変化の2乗以上の増加を示している。この1つの原因としては、イオン温度が電子温度の $1/10$ 程度とすると、磁界が約 600 Gauss で N_2^+ のサイクロトロン半径がドリフトチューブ半径にほぼ等しくなり、磁界によるプラズマの閉じ込めが効果的になることが考えられる。従って、磁界が 200 ~ 600 Gauss の範囲では、ビームプラズマ電離のプラズマ生成作用と生成されたプラズマの閉じ込め作用の相乗効果によって急激にプラズマ密度が増加しているものと考えられる。また、図4-50(b)に示したイオン生成率の評価からわかるように、電離電圧以上のエネルギーを持つプラズマ電子によって主に電離が行われる領域である磁界が約 400 Gauss 以上では、電子温度が数 eV の一定値を示している。これは窒素ガス圧力 5×10^{-3} Torr に対する理論値の電子温度 8 eV にほぼ一致している。

IV) プラズマの発光

ドリフトチューブ内では、ビームプラズマ電離により高密度のプラズマが生成されているため、同時にプラズマ発光が観察される。図4-51にプローブ位置に取り付けたプラズマ観察用窓から見たドリフトチューブ内のプラズマ発光の様子を示す。発光強度やスペクトルは動作条件や使用するガスの種類によって異なる。図では窒素プラズマの発光のため赤紫発光である。また、ヘリウムでは青紫色、アルゴンでは紫色を呈する。図4-52にコレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化したときのプラズマ密度とプラズマからの発光光量の変化の対比を示す。光量の測定は太陽電池によるものである。プラズマ密度と発光光量にはある程度の比例関係のあることがわかる。

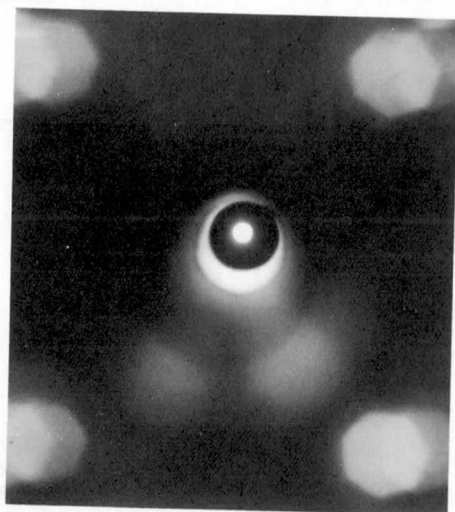


図4-51. プラズマ観察用窓から見たドリフトチューブ内の窒素プラズマ発光の様子。

4-3-4. イオン引き出し特性

前述したビームプラズマ電離によるプラズマ生成に関する特性実験は、細く絞った電子ビームを得るために磁気遮蔽容器内に納めたイオン引き出し孔のないPierce形電子銃を用いて行った。次に、ビームプラズマ電離によって生成されたプラズマからのイオンビームの引き出しに関する基礎実験を行うために、電子銃のカソードとしてイオンが中心を通過できるよう円筒状のものをを用いた。カソード電極の加熱は外側に巻いたフィラメントからの電子衝撃によって行う。その他の基本的電極構造はプラズマ特性実験におけ

る場合と同様である。イオン引き出し系を兼ねた電子銃部の写真を図4-53に示す。イオン引き出し系における磁界分布は、後述するように、引き出されるイオンビームの形状や質に影響を及ぼす。引き出し系の磁界分布形状を適当に変化できるように、図4-54に示すような非磁性ステンレス容器内にイオン引き出し系を兼ねる電子銃部を納めた。この容器には、ドリフトチューブ下端の位置と電子銃位置に磁界形状調節用のソレノイドを各1個ずつ備えている。これらのソレノイドを用いたときのイオン源の中心軸上の代表的な磁界分布の形状を図4-55に示す。

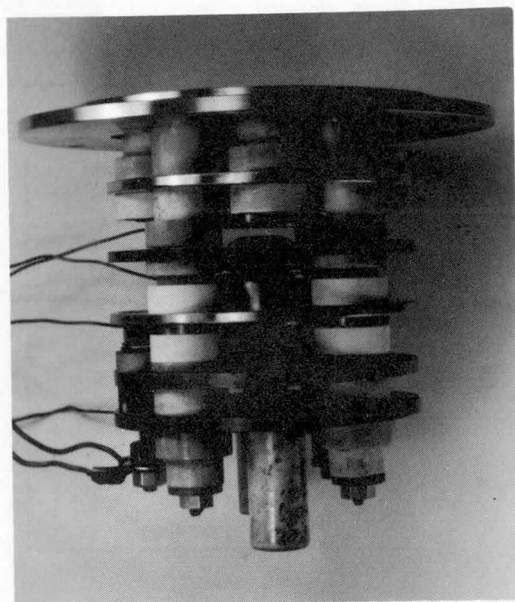


図4-53. イオン引き出し系を兼ねた電子銃部。

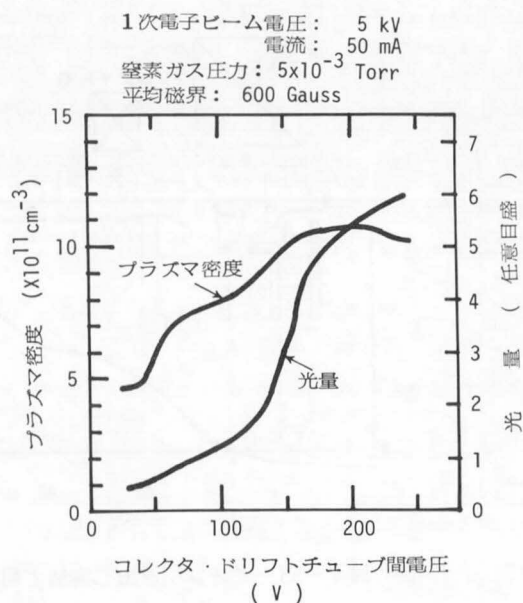


図4-52. コレクタ・ドリフトチューブ間電圧に対するプラズマ密度とプラズマからの発光光量の変化。

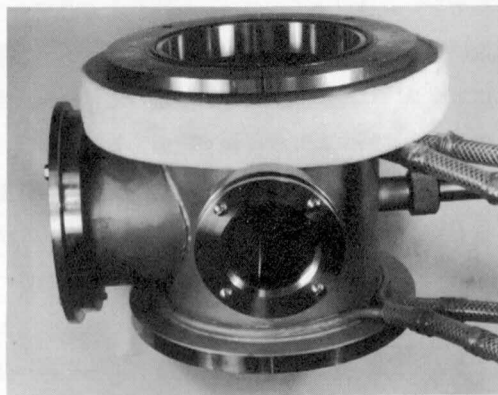


図4-54. 電子銃部を納める非磁性ステンレス容器。

j) イオン引き出し系の磁界形状

図4-55の代表的な磁界分布の形状の図においては、ドリフトチューブの磁界のめりはイオン引き出し系の方向に漸減し、ソレノイドDの磁界電流をドリフトチューブの磁界を打ち消す方向に流せば、電子銃位置の磁界を極めて小さくすることができる。また、このときのソレノイドDの磁界電流を変えることに

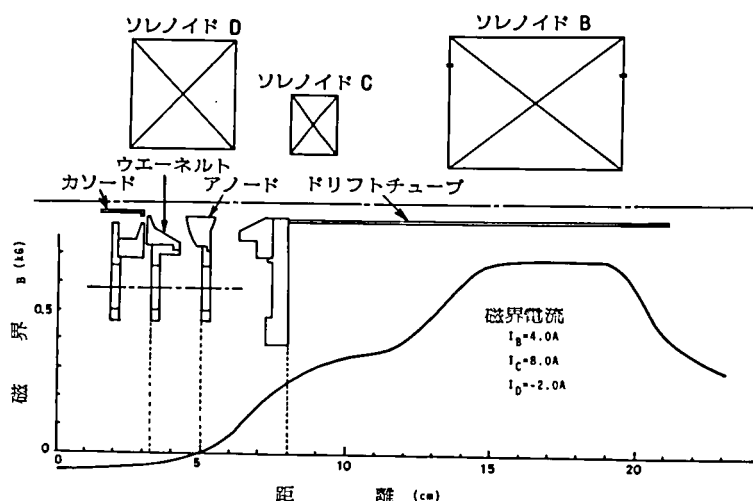


図4-55. イオン引き出し実験で用いた代表的な磁界分布形状。

よって磁界の方向が逆転する位置を適当に変えることができる。図4-56はソレノイドDの磁界電流を変化したときにカソード円筒を通過してきたイオン電流の変化の様子を示す。磁界電流がドリフト空間の磁界と反対方向を示す $-2A$ 程度で最もイオンビームが良く通過し、磁界電流が $-2A$ 以下ではカソード円筒を通過するイオン電流は激減する。このように引き出されるイオン電流が変化する原因は、イオン引き出し系の磁界分布、特に磁界の方向が反転する位置に強く関係する。例えば、ソレノイド磁界電流に対する磁界の方向に反転する位置の変化を計算により求めてみると、図4-57のようになる。ソレノイド磁界電流が $-2A$ 程度では磁界の方向の反転する位置はアノード電極の位置であることがわかる。この実験では、アノードとドリフトチューブ間には2次電子ビーム加速電圧である数 $10eV$ のコレクタ・ドリフトチューブ間電圧が印加されているだけであるため、実質上のイオン放出面はアノード電極位置と考えられる。従って、磁界の方向が反転する位置がイオン引き出し電極側にあるときには、イオンの引き出しを十分に行うことができ、しかも、その位置がイオン放出面に一致したとき最も効果的に引き出すことができる。ところが、磁界の方向が反転する位置がプラズマ側にあるときには、イオンの引き出しは極めて困難であることがわかる。

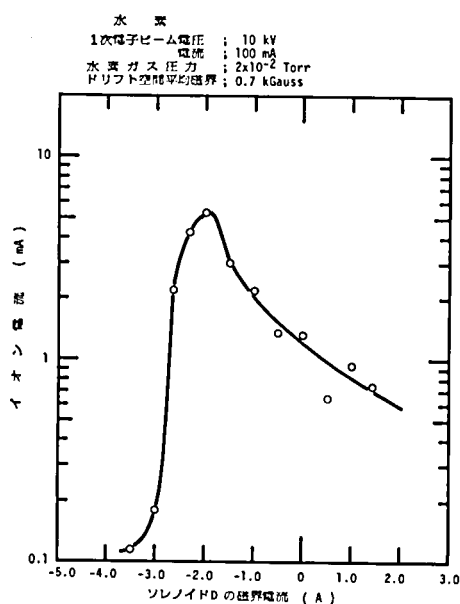


図4-56. ソレノイドDの磁界電流に対する引き出されるイオン電流の変化。磁界電流が正値のときドリフト空間の磁界と同方向となる。

これらのことは定性的には次のような考察からも説明することができる。磁界がゆるやかに変化している領域では、イオン粒子の磁気モーメントと運動エネルギーが保存される。磁気モーメントはイオンの径方向の速度の2乗と磁界の比で表わされるから、磁界のより低い領域ではイオンの径方向の速度が軸方向速度に変換され、その方向は磁界の減少する方向である。従って、磁界の方向が反転する位置ではイオンには磁界の絶対値が減少する方向に力が働らく。このことから、磁界の方向の反転する位置がイオン放出面に対してプラズマ側にあれば、イオン放出面におけるイオンが磁界の傾きに起因する力によってプラズマ側に押し戻され、有効なイオンの引き出しが行えないと考えられる。逆に、磁界の反転する位置がイオン引き出し電極側にあれば、イオン放出面ではイオンが磁界の傾きに起因する力によって加速され、イオンの放出を助けるように働き、良好なイオンビームの引き出しを期待することができる。しかも、磁界の反転する位置がイオン放出面に一致するときが、イオン放出面におけるイオンの加速が最も大きくイオンの引き出しには最も効果的であると言える。

ii) プラズマ密度とイオン電流の関係

ビームプラズマ形イオン源のイオン引き出し機構は、イオン引き出し方向から入射してきた電子ビームの負の空間電荷によって、引き出されるイオンビームの正の空間電荷を中和させ集束性の良いイオンビームを引き出す空間電荷中和引き出し方式を採用している。従って、引き出されるイオンビームの発散は抑制され、イオンビームが円筒カソード近傍の電子密度の非常に高い領域を通過する際には特に良く空間電荷中和作用が働いて、集束性の良い高輝度イオンビームが得られる。

引き出し得るイオン電流は、プラズマ密度と電子温度によって計算されるイオン飽和電流によって評価できる。イオン飽和電流値が小さい場合には、イオン引き出し方向から入射する電子ビーム

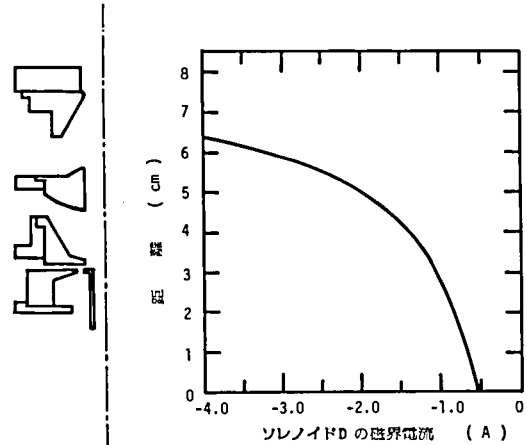


図4-57. ソレノイドDの磁界電流に対する磁界の方向の反転する位置の変化。

水素
1次電子ビーム電流 ; 30 mA
アノード・ドリフトチューブ間電圧 ; 2.2 kV
水素ガス圧力 ; 1×10^{-2} Torr
平均磁界 ; 1 kGauss
プラズマ密度 $< 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

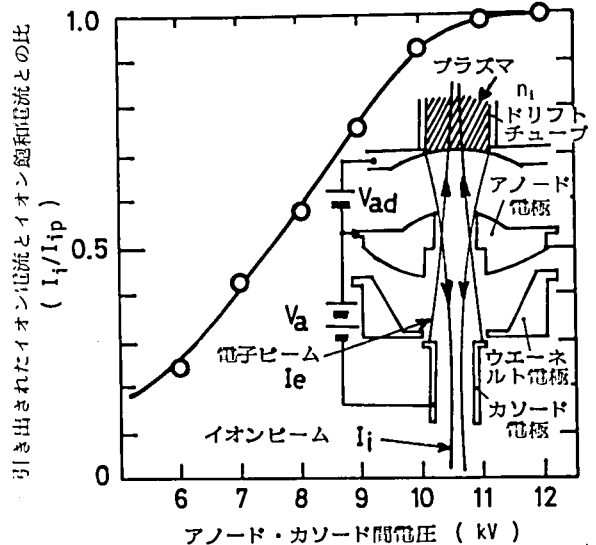


図4-58. プラズマ密度が 10^{10} cm^{-3} 以下の場合にアノード電極をイオン引き出し電極として用いたときのイオン電流のイオン引き出し系透過率。

による負の空間電荷によりイオンビームは完全に中和され、良質のエミッタンスを持つビームとして引き出される。イオン飽和電流値が大きい場合、電子ビームにより中和されないイオンが存在するため、一般のイオン源に用いられる集束性の良いイオンビームの引き出し手法を併用する必要がある。しかし、一般のイオン源におけるイオン引き出しの場合に比べて、同じ引き出し電圧でより多くのイオン電流が引き出せることや、電子ビームによるイオンビームの集束効果が加わり、より集束性の良いイオンビームが引き出せることは第3章のビームプラズマ形イオン源の動作原理において既に述べた。

ビームプラズマ形イオン源のイオン引き出し系は、上述したような特徴を持っているが、図4-55に示したようにイオン引き出し系に存在する電極の数が多く、引き出し系のアクセプタンスが比較的小さいこともあって、多量のイオン電流を引き出す際には十分注意をする必要がある。図4-58はプラズマ密度が 10^{10} cm^{-3} 以下の場合、アノード・ドリフトチューブ間に 2.2 kV を印加し、アノード電極を実質的なイオン引き出し電極として用いたときのイオン電流のイオン引き出し系透過率を示す。アノード・カソード間電圧を 10 kV 以上印加すれば、プラズマ特性から計算されるイオン飽和電流のほとんど総てがイオン引き出し系を通過して引き出されることがわかる。プラズマ密度が 10^{10} cm^{-3} 以上では、プラズマがドリフト

チューブ下端からはみ出す様な状態となるため、アノード・ドリフトチューブ間には 2 次電子ビーム加速電圧である数 10 V のコレクタ・ドリフトチューブ間電圧を印加してプラズマをアノード電極まで強制的に拡散させ、アノード電極位置を実質的なイオン放出面とし、ウェネルト電極およびカソード電極をイオン引き出し電極とする電極構成によって、より多くの電流をイオンビームとして引き出すことができる。その際、イオン放出面となる電極にプラズマ拡張室を取り付けてイオンビーム光学系を改善すると、それを取り付けない場合に比べてイオン電流の収量を 4~10 倍得ることができる。その例を図4-59に示す。また、図においては、イオン引き出し電圧が 10 kV ではプラズマ密度が約 $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 以下の場合、引き出されるイオン電流はプラズマ密度に制限された状態にあると考えられる。プラズマ密度がこの値以上に増加すると、この構造の単孔電極引き出し系では引き出されるイオン電流は空間電荷制限領域に入る。このようなときには、イオン引き出し系のアスペクト比を増すか、多孔電極方式等を用いて大電流イオンビームを引き出す必要がある。

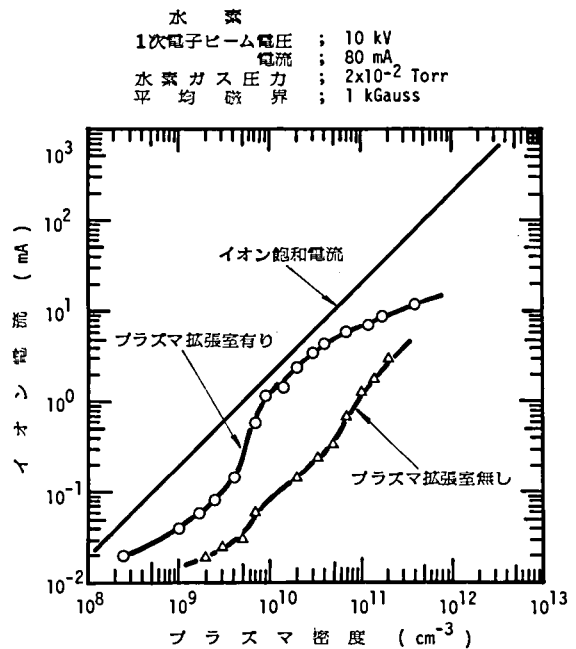


図4-59. プラズマ拡張室を取り付けた場合と取り付けない場合のプラズマ密度に対する引き出されるイオン電流の変化。

4-3-5. エミッタンス

i) エミッタンスの測定

イオンビームの特性を評価する代表的な方法としてエミッタンスの測定がある。本イオン源における電子ビームによるイオンの空間電荷中和作用を定性的に調べるために、図4-60に示すようなエミッタンス測定系で種々のイオン電流におけるエミッタンス

測定系で種々のイオン電流におけるエミッタンスを測定した。直径約0.5mmφの穴を2mm間隔に開けたスリット電極に、引き出されたイオンビームを当て、それを通過してきた各々の小さなイオンビームの拡がり、直径が25μm～50μmφの細い線で作った電流プローブで測定することができる。電流プローブは真空中で等速運動する機構であるため、X軸を等速に動くように調整したX-YレコーダのY軸にプローブ電流を入力することによって波状の電流分布図を得ることができる。図4-61は、この測定系で測定した、イオン電流が0.75mAおよび2.5mAの場合のエミッタンス図である。イオン電流が異なっても、エミッタンス図はあまり変わらないことがわかる。電子ビームによるイオンビームの空間電荷中和効果を定量化するためには、イオン電流と電子ビーム電流の規格化比 $(I_i/I_e) \cdot (m_i/m_e)^{1/2}$ を定義して、それに対して規格化エミッタンスがどのように変化するかを調べるとよい。またここでは、規格化エミッタンスとして、イオンビームの断面の位相空間の90%体積、すなわち、径方向の距離空間の95%、運動量空間の95%に占める粒子によって計算されるエミッタンス値に対する規格値を採用する。図4-62はイオン電流と電子ビーム電流の規格化比に対する規格化エミッタンスの変化の一例を示す。電子ビーム電流の規格化比が1.0より小さい領域では、電子ビームによるイオンの空間

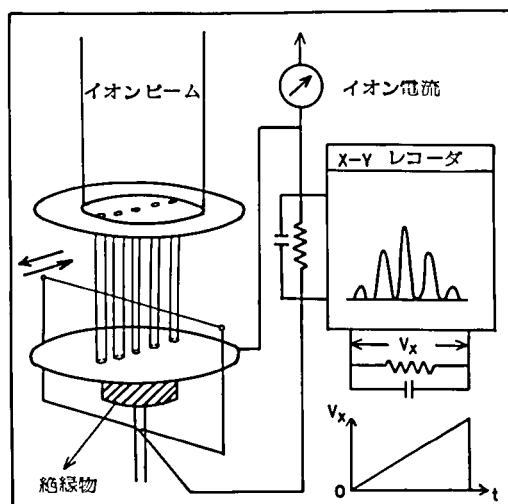


図4-60. エミッタンス測定系。

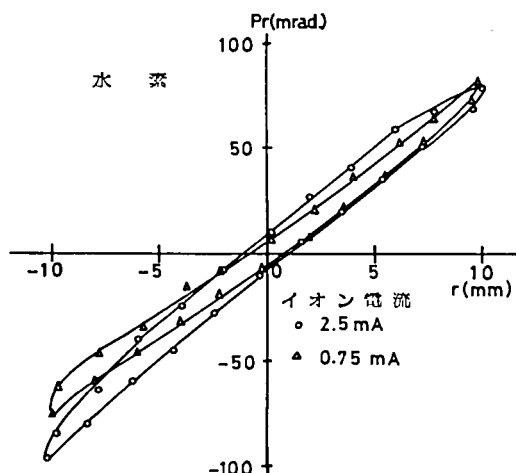


図4-61. エミッタンス図の一例。

電荷中和作用が良好に働き、良質のエミッタンス特性を示すことがわかる。また、電子ビーム電流の規格化比が1.0以上の場合においても、エミッタンスの増加は少なく、一定値を維持し、安定なイオン引き出しができると考えられる。なお、エミッタンスの値自身はイオン引き出し機構を改善することにより、図

に示された値よりさらに小さくすることが可能であると考えられる。図4-63には、図4-62のエミッタンス特性に対応して規格化輝度を計算したものを示す。ここで示したエミッタンスの測定法では、イオンビームの断面形状も同時に得ることができる。図4-64にはイオン電流と電子ビーム電流の規格化比に対する引き出されたイオンビームの断面形状の一例を示す。イオン電流の増加に対してイオンビームの形状は広がることなく、むしろ理想的な台形状の分布に近づいてゆくことがわかる。

ii) イオン温度

規格化エミッタンスは原理的にはイオンビームの加速減速に対して不変量であるから、イオン放出面におけるイオン温度や引き出し孔の径等によって与えられることは2-4-2項において既に述べた。規格化エミッタンスとイオン温度を結ぶ関係式2-84を変形して、eV単位で表わしたイオン温度を規格化エミッタンスから求めるための式として次式を得ることができる。

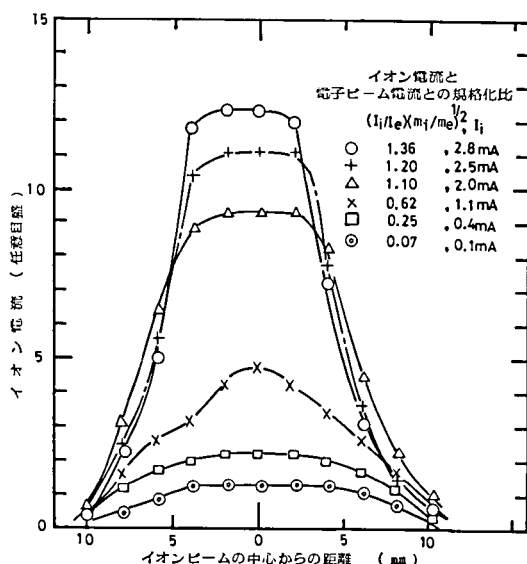


図4-64. 引き出されたイオンビームの断面形状。

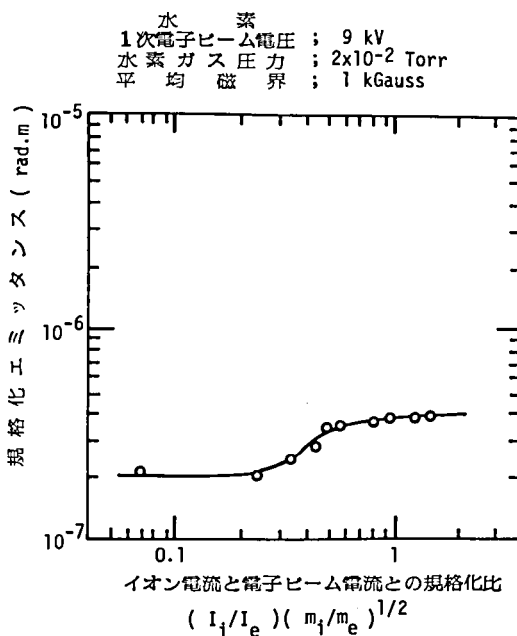


図4-62. イオン電流と電子ビーム電流の規格化比に対する規格化エミッタンスの変化の一例。

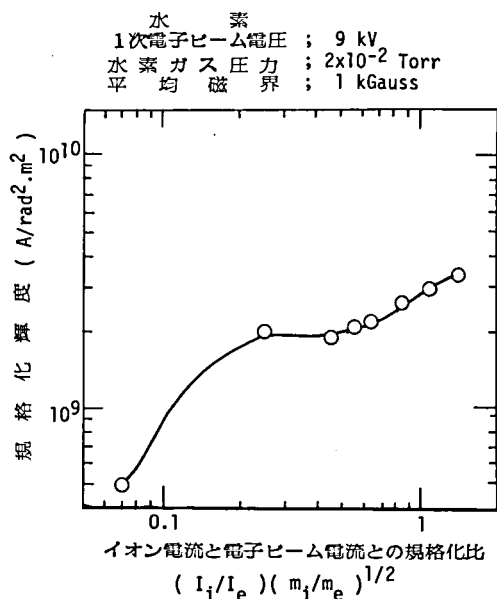


図4-63. イオン電流と電子ビーム電流の規格化比に対する規格化輝度の変化。

$$T_i = \frac{m_i c^2}{4a^2 e} \cdot \epsilon_{2n}^2$$

$$= 2.35 \times 10^2 \frac{M(a.m.u.)}{a^2 (cm)} \epsilon_{2n}^2 (m.rad) \quad (eV). \quad (4-13)$$

ここに、 m_i および M はイオンの質量と質量数、 a はイオン引き出し孔の半径、 ϵ_{2n} は2次元規格化エミッタンスを表わす。式4-13を用いて、図4-62における規格化エミッタンスからイオン温度を評価したものが図4-65である。イオン引き出し系およびその後のイオン輸送系で空間電荷の影響によるエミッタンスの増加がなければ、ドリフトチューブで生成されたプラズマのイオン温度は0.3～1.3 eV程度の範囲内にあることがわかる。電子温度は約10 eV程度であるから、イオン温度は電子温度の約 $1/10$ 程度であり、イオン源プラズマは熱平衡から大きくずれていることがわかる。

4-4. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱ^{20) - 22)}

動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱは動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰで得

たビームプラズマ電離現象およびイオン引き出し特性を基として、1次電子ビーム電流を増加すると共に、ドリフトチューブの磁界を強くすることによって、大電流イオンビームを得るためのイオン源プラズマの生成およびイオンビーム引き出しに関する基礎実験を行うイオン源である。本イオン源では、動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰに比べて、イオン引き出し系、ドリフトチューブ等の寸法を拡大し、多孔イオンビーム引き出しの基礎実験として比例則に関する特性実験を行うことができる。

4-4-1. 構造

動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの構造図を図4-66に示す。

i) 電子銃を備えたイオン引き出し系

電子銃を構成するカソード電極は円筒状であり、その上面の電子放出部は熱電子放出量を多く得るために外径30 mmφで球面を切り取った形状をしており、中心には引き出されたイオンビームが空間電荷を電子により中和されながら通過できるように内径14 mmφの穴を開けた。カソード電極はその周囲に配置した0.8 mmφのタングステンフィラメントからの電子衝撃によって加熱される。カソード電極が電子放出に適するために必要な加熱電力は約1 kWである。カソード電極に続く非磁性ステンレス製のウェーネルト電極、ア

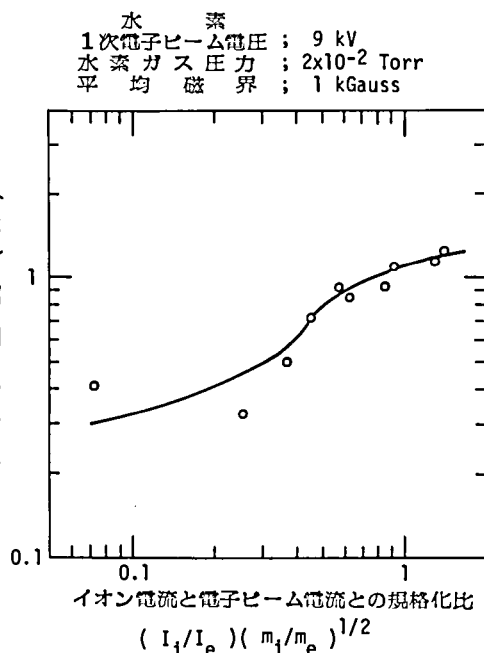
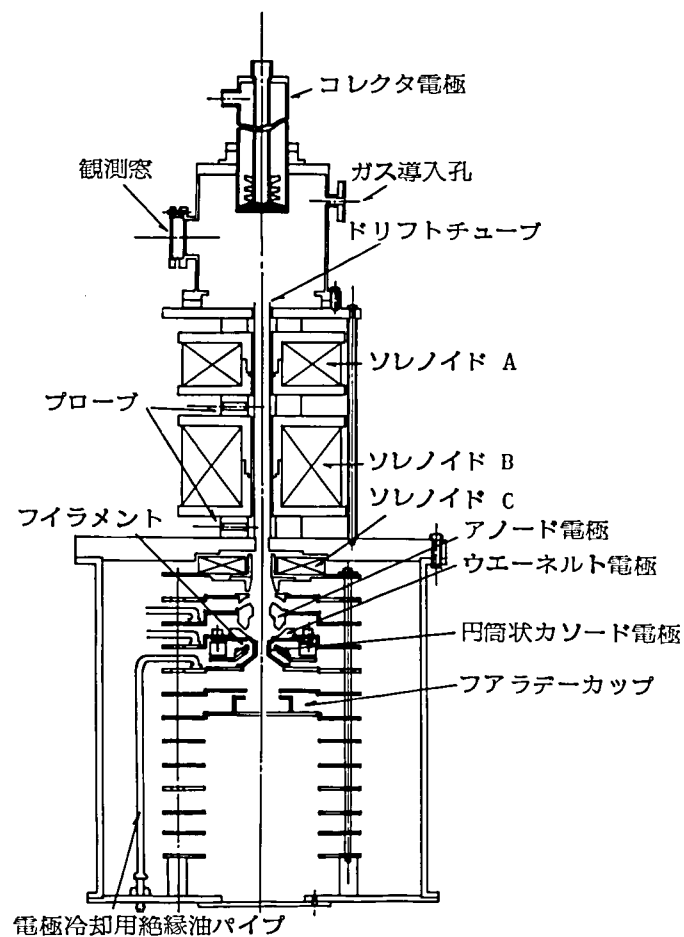
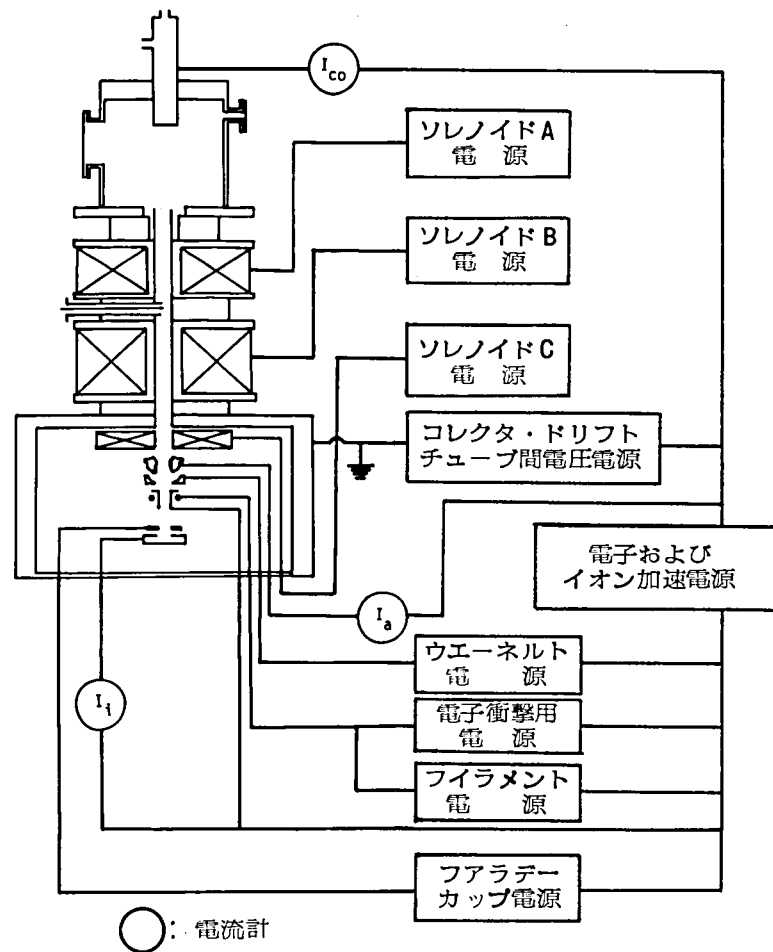


図4-65. エミッタンスから計算したイオン温度。



(a)



(b)

図4-66. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの(a)構造および(b)電気系統図。

ノード電極（大電流電子ビーム使用時はグラファイト製），イオンビーム形成電極，ドリフトチューブによって構成される各電極によって，電子銃を含むイオン引き出し系が形成される。これらの電極の形状は図4-67に示すように電子銃部への磁界のもれを考慮した電子ビーム軌道の計算機シミュレーションを行うことにより決定した。この電子銃の動作時における外観を図4-68に示す。また，電子銃並びにイオン引き出し系の各電極，およびその支持台は，動作中高温となると同時に電位的に高電圧に浮いた状態で使用するため，絶縁油循環形強制冷却方式を用いた。

ii) ドリフト空間

ドリフト空間には，ビームプラズマ電離の諸現象を観測するために，観測窓およびプラズマ測定端子を設けた。プラズマ生成室であるステンレス製のドリフトチューブの内径は，大電流の電子ビームを得ることが出来る電子銃の径に合わせると同時に，動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Iと寸法を変えて，比例則の実験を行うことができるように19mmφとした。ドリフトチューブの軸上磁界は3個のソレノイドA，BおよびCによって作られる。これらに適当な電流を流すことによって得られる磁界分布の一例を図4-69に示す。強い磁界を得るため，これらのソレノイドには大電流を流す必要がある，各ソレノイドの最小単位を図4-70に示すように内径3mmφ，外径4mmφで内部を水循環形強制冷却を行うことのできる銅管を蚊取り線香状に往復巻いたものを使用した。ソレノイドA，BおよびCは，この最小単位のソレノイドをそれぞれ5，10および2個使用している。ソレノイドAおよびBを直列接続し，100Aの磁界電流を流したときにこれら2つのソレノイドに消費する電力は4.9kWである。

iii) コレクタ領域

コレクタ電極は大電流の1次電子ビームが衝撃することによって2次電子を放出すると共に，1次電子

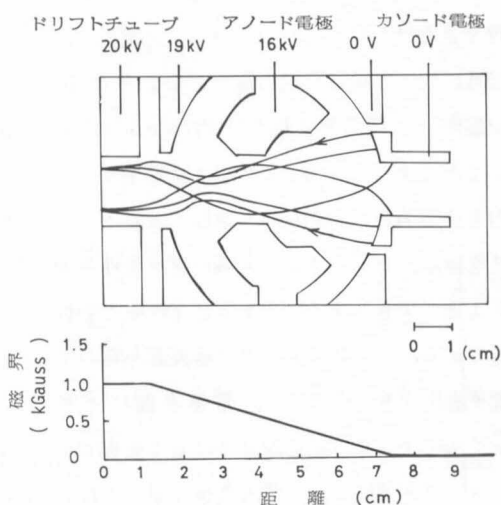


図4-67. 電子銃およびイオン引き出し系内の電子ビーム軌道の計算機シミュレーションの一例。

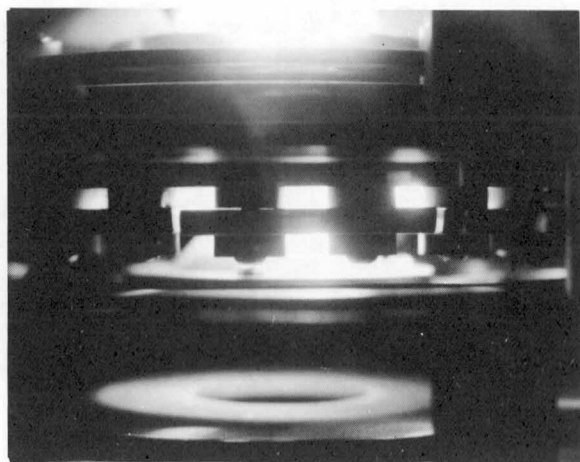


図4-68. 電子銃の動作時における外観。

ビームが終端することによって発生する電力を消費できなければならない。コレクタ電極は、熱伝導がよく不純物放出の極めて少ないOFHC銅で製作し、水循環形強制冷却(約 $83\text{cc}\cdot\text{s}^{-1}$)を用いることによって、約 2kW の1次電子ビーム電力を連続消費させることができる。また、コレクタ電極は、ビームプラズマ系の終端条件を変えることができるように、上下に 135mm 可動の構造である。さらにコレクタ電極表面からの2次電子放出比を変えるため、電極表面にグラファイトやタンタル板を取り付けることもできる。コレクタ領域のガス導入孔から導入されるガスの圧力は、コレクタ領域またはドリフトチューブに設置したペンギン真空計によって測定する。図4-71は1次電子ビーム入射時のコレクタ領域の外観を示す。図4-71(a)はガス圧力が $1 \times 10^{-3}\text{Torr}$ 以下のとき図4-71(b)は $1 \times 10^{-2}\text{Torr}$ 以上のときを示す。

4-4-2. ビームプラズマ電離により生成されたプラズマの特性

ビームプラズマ電離により生成されたプラズマの特性について、3-2-1項のビームプラズマ電離機構の概要において示したように、各パラメータ変化に対するプラズマ密度の測定値として、コレクタ・ドリフトチューブ間電圧に対するプラズマ密度を図3-8に、1次電子ビーム電流の変化に対するプラズマ密度を図3-9(b)に、電子ビーム電圧の変化に対するプラズマ密度を図3-10(b)に、磁界の変化に対するプラ

ズマ密度を図3-11(b)にそれぞれ示した。これらの測定されたプラズマ密度は、ビームプラズマ電離に関する線形理論から予想されるプラズマ特性とよく一致する。従って、ビームプラズマ電離において発生するマイクロ波電界は、振幅が比較的小さく、線形理論の範囲内で解析できる程度であると考えられる。

4-4-3. イオン引き出し特性

本イオン源から引き出されるイオン電流は、プラズマ密度に比例してイオン電流が増加するプラズマ密度制限領域と、引き出し電圧の $3/2$ 乗に比例してイオン電流が増加する空間電荷制限領域とに区分され

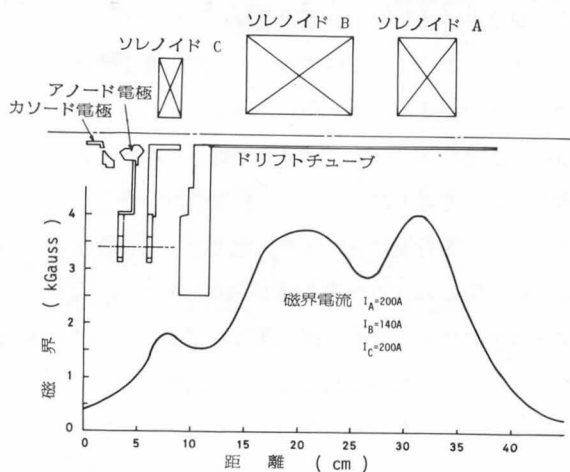
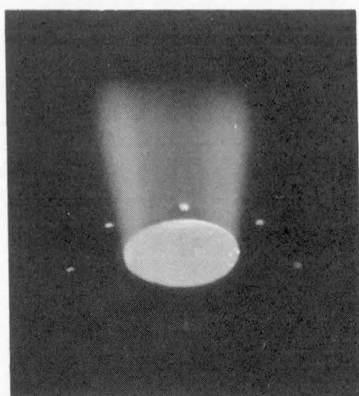


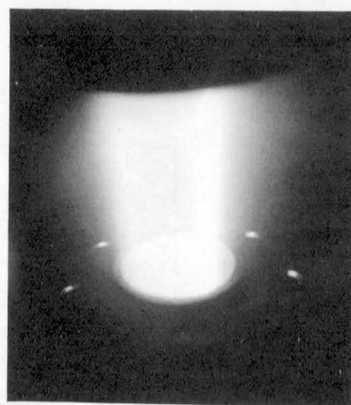
図4-69. イオン源のドリフトチューブの軸上磁界分布の一例。



図4-70. ドリフト空間のソレノイドを構成する最小単位のソレノイド。



(a)



(b)

図4-71. 電子ビーム入射時におけるコレクタ領域の外観。

(a)ガス圧力 1×10^{-3} Torr 以下のときおよび(b)ガス圧力 1×10^{-2} Torr 以上のとき。

る。イオン引き出し口とイオン引き出し電極間の距離を d 、プラズマ界面であるイオン放出面と引き出し電極との距離を d_s とした場合、(1) $d/d_s \gg 1$ の領域ではイオン放出面がプラズマ生成室側の電極孔からせり出すため、イオン引き出し系において本来設計されていたイオン光学系を極端に乱す。(2) $d/d_s \ll 1$ の領域ではイオン放出面は凹状となり、イオン軌道はラプラス電界の光学系により決まる軌道に近く、イオン電流はプラズマ密度に制限されるイオン飽和電流が得られる。(3) $d/d_s \approx 1$ の領域ではイオン引き出し系において本来設計されていた光学系が乱されること

なく、印加された引き出し電圧に対する最大イオン電流、すなわち、空間電荷制限電流がプラズマより引き出される。

ビームプラズマ形イオン源の場合、イオン放出面に電子ビームが存在するので、空間電荷強制中和作用によって、引き出されるイオン電流が電子ビームの存在しない場合と比較して、同一引き出し電圧に対し約 1.8 倍増加する。引き出し電圧に対して引き出されるイオン電流の関係をまとめて図4-72に示す。図中空間電荷制限領域が今述べた(1)の場合に、プラズマ密度制限領域が(2)の場合に相当し、両領域の交点近傍の領域が(3)の場合に相当する。

イオン源の引き出し電極の構造を設計し、発散角の小さなイオンビームを引き出す各種動作パラメータの最適条件を求めるための1つの手段として、計算機によるシミュレーション法がある。²³⁾ $d/d_s \approx 1$ 近傍の領域に注目するならば、イオン放出面と考えられるプラズマ界面の位置は、空間電荷制限電流とイオン飽和電流とを等しいと置くことによって、引き出し電圧とプラズマパラメータ、すなわち、

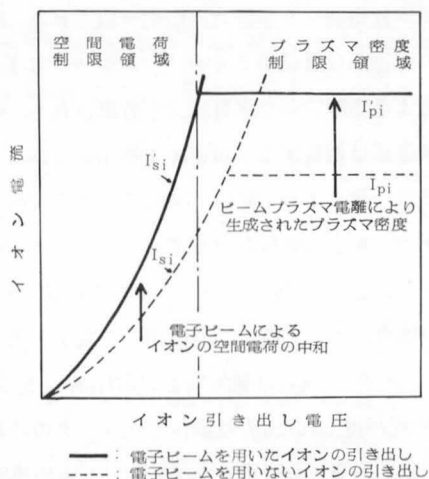


図4-72. ビームプラズマ形イオン源におけるイオン引き出し電圧と引き出されるイオン電流の関係を示す概念図。

プラズマ密度と電子

温度とによって決定

される。イオン粒子

はこのイオン放出面

よりほぼデバイ距離

に相当する厚さの遷

移領域を経てイオン

シース領域に入り、

引き出し電圧にまで

加速され、イオンビ

ームとして引き出され

る。²⁴⁾ このことを考

慮して、ビームプラ

ズマ形イオン源にお

けるイオン引き出し

系の計算機シミレー

ションに際して、次

の仮定を置く。(1)イ

オン放出面は等電位

面であり、電界はこの面に垂直である。(2)イオン粒子は、

イオン放出面より垂直方向に引き出される。(3)イオン粒

子の熱運動は無視する(エミッタンスは零)。(4)電子は

陰極より空間電荷制限電流で引き出される。(5)電子粒子

の熱運動は無視する。(6)イオン放出面におけるプラズマ

密度は一様である。図4-73はこのような仮定を用いた

イオン引き出し系における電子ビームの軌道とイオン

ビームの軌道の計算機シミレーションの結果の一例である。

この場合、イオン粒子の発散角の2乗平均値 θ_{rms} に対

して、イオンビームの発散角を $\sqrt{2}\theta_{rms}$ で定義すると、²⁵⁾

2.99度が得られた。各種動作パラメータの最適化を図れ

ば、さらに発散角の小さなイオンビームが得られると考

えられる。図4-74に動作解析用・ビームプラズマ形イ

オン源Ⅱの単孔電極によるイオン引き出し特性の一例を

示す。図における空間電荷制限領域においては、引き出

されるイオン電流はイオン引き出し電圧の $3/2$ 乗に比

電子温度 ; 5 eV
 プラズマ密度 ; $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
 1次電子ビーム電流 ; 0.56 A
 イオンビーム電流 ; 34 mA

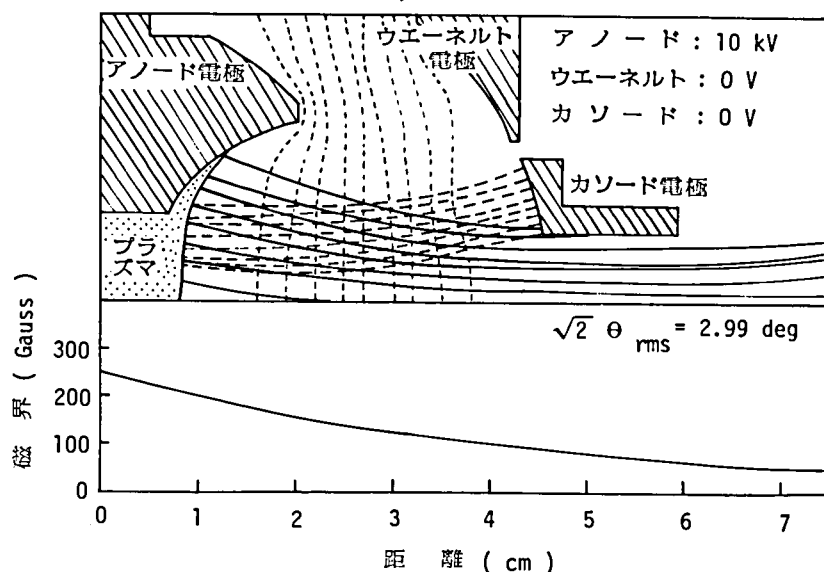


図4-73. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱのイオン引き出し系における電子ビームの軌道とイオンビームの軌道の計算機シミレーションの一例。

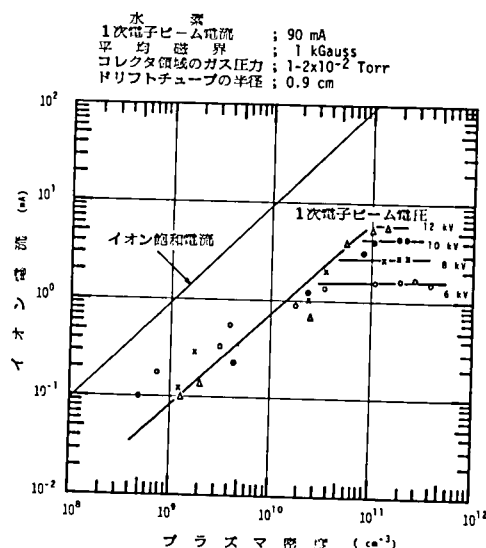


図4-74. 動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの単孔電極によるイオン引き出し特性。

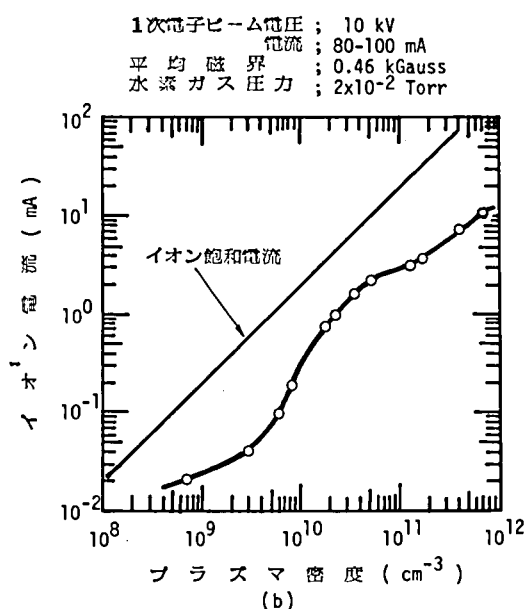
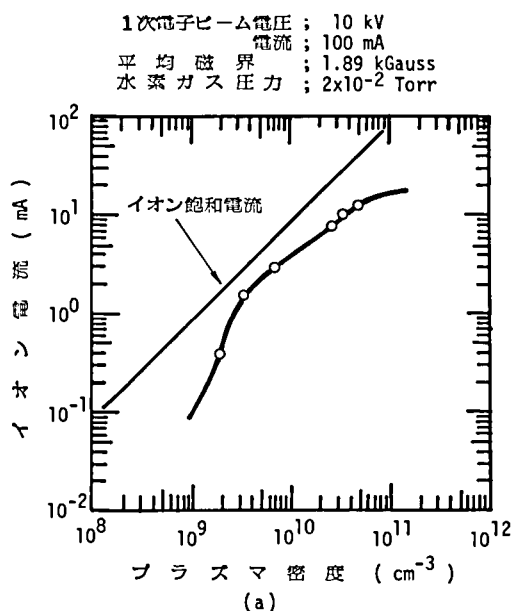


図4-75. イオン引き出し口径が異なる場合のプラズマ密度と引き出されるイオン電流の関係の比較。(a)動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱ(ドリフトチューブ内径19mm ϕ), (b)動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰ(ドリフトチューブ内径11mm ϕ)。

例して増加している。

図4-75(a)および(b)に、それぞれ、動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱと動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰの単孔電極による水素イオンビーム引き出し特性を比較して示す。これらの図において相違する点は、同一のプラズマ密度に対して引き出されるイオン電流が、動作解析用イオン源Ⅰに比べて動作解析用イオン源Ⅱが多いということである。例えば、 10^{10} cm^{-3} のプラズマ密度において引き出されるイオン電流は、動作解析用イオン源Ⅰでは約0.4 mAであるのに対し、動作解析用イオン源Ⅱでは約4 mAと約10倍多い。一般にイオン引き出し条件がプラズマ密度制限領域にあるときには、イオン電流は同一プラズマ密度に対してイオン引き出し口の面積に比例する。この実験では、ドリフトチューブとアノード電極間には2次電子加速電圧であるコレクタ・ドリフトチューブ間電圧が印加されているだけであるため、実際のイオン放出面はアノードの電子銃側開孔と考えられる。従って、アノード電極に取り付けたプラズマ拡張室の口径を考慮に入れた場合、動作解析用イオン源Ⅰのイオン放出面積(直径11mm ϕ の開孔)と動作解析用イオン源Ⅱのイオン放出面積(直径30mm ϕ の開孔)の比は約7.4倍であり、同一のプラズマ条件で引き出されるイオン電流の比にほぼ一致する。一方、イオン引き出し系が比較的相似的であるこの2つのイオン源からの同一引き出し電圧10 kVにおける最大イオン引き出し電流は、ほぼ10 mA程度である。このことは、引き出し電圧が同じであれば、同一相似形状を持つイオンビームの電流値は、イオン引き出し口の面積によらず同じであると言う比例則を示していると考えられる。²⁶⁾

4-4-4. 多孔電極によるイオンビームの引き出し

空間電荷制限領域では、一般にイオン引き出し距離を短くすればイオン電流は増加するが、イオンビームの光学的条件によりイオン引き出し電圧に対して最適なイオン引き出し距離が存在する。さらに、イオン引き出し系における比例則²⁶⁾のため、引き出し系の形状の単なる縮小拡大によってはイオン電流は変化しない。イオン引き出し電圧には電極間絶縁等の制約により上限が存在するので、イオン電流を増加するには単孔電極引き出し系を複数個用いて多孔電極引き出し系とする次の2つの方法があげられる。すなわち、プラズマ密度は同じにしておいて単孔電極引き出し系と同寸法の引き出し系を複数個設置し、全体としてのイオン

放出面積を増加してイオン電流を増加する方法、および単孔電極引き出し系を相似的に縮小し、これを複数個持つ多孔電極引き出し系を設置し、全体としてのイオン放出面積は変えずにプラズマ密度を増加させることによって高密度のイオンビームを作る方法がある。ここでは、後者の方法により、7個の電子銃より成る多孔電極によるイオンビームの引き出し基礎実験について述べる。

ビームプラズマ形イオン源では、イオン引き出し系に電子銃が備わっている特徴を有するため、多孔電極引き出しを構成する際には多孔電子銃を設計する必要がある。構造を簡単にするため電極は総て平板であるとし、電極数は、タンタル製のカソード、グラファイト製のウェーネルトおよびアノードの3枚である。電子ビーム軌道の計算機シミュレーションを行うことにより、電子銃の基本単位となる電子銃の構造として図4-76に示すものを選定した。対称性を考慮し、直径20 mmφ

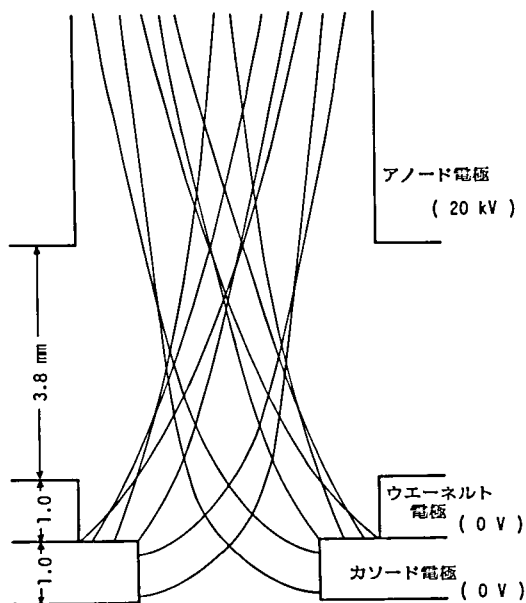


図4-76. 多孔電子銃の基本単位となる電子銃の電子ビームの計算機シミュレーション。

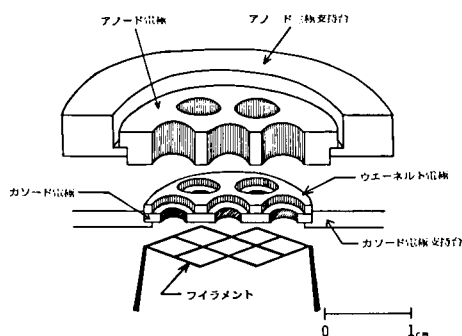


図4-77. 多孔電極引き出し系の原理構造図。

の平板電極に7つの小孔を開けて、7つの電子銃を構成し、カソードの小孔直径が $3\text{ mm } \phi$ 、ウェーネルト電極およびアノード電極の直径が $5\text{ mm } \phi$ である。図4-77には、カソード電極加熱のための電子衝撃を行うフィラメントを含めた多孔電極引き出し系の原理構造図を示す。網目状のフィラメントは一様に加熱されるように線の太さを考慮している。図4-78には多孔電子銃によって形成される7本の電子ビームの外観図を示す。

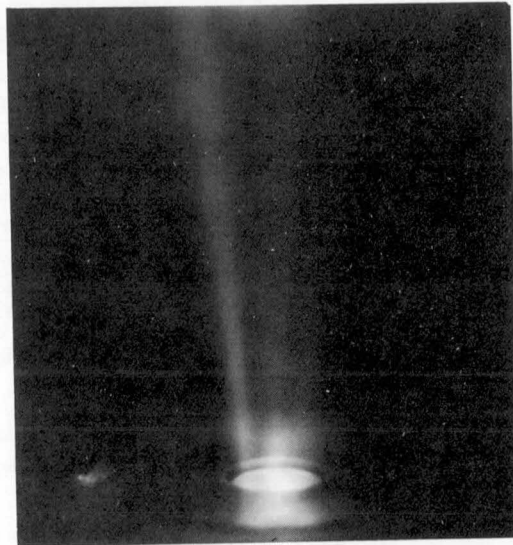


図4-78. 多孔電子銃によって形成される7本の電子ビームの外観。

7本の電子ビームによって構成される複数の電子ビームが半径 $19\text{ mm } \phi$ のドリフトチューブ内に入射するとき、それぞれの電子ビームは、同一方向に進み、かつ、同一のエネルギーを持つものであるから、これらの電子ビーム相互間での相互作用による不安定性を生じることはない。従って、ビームプラズマ相互作用を考える時、ドリフトチューブ断面内の空間的な密度分布の違いがあることを無視すれば、それぞれの電子ビーム電流を合わせた1本より成る電子ビームがドリフトチューブ内に存在するとして取り扱っても大きな誤りはない。図4-79にはコレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化したときの引き出されたイオン電流を示す。コレクタ・ドリフトチューブ間電圧である2次電子ビーム加速電圧が増加すると、特に、合計の1次電子ビーム電流値が 140 mA のときには急激に

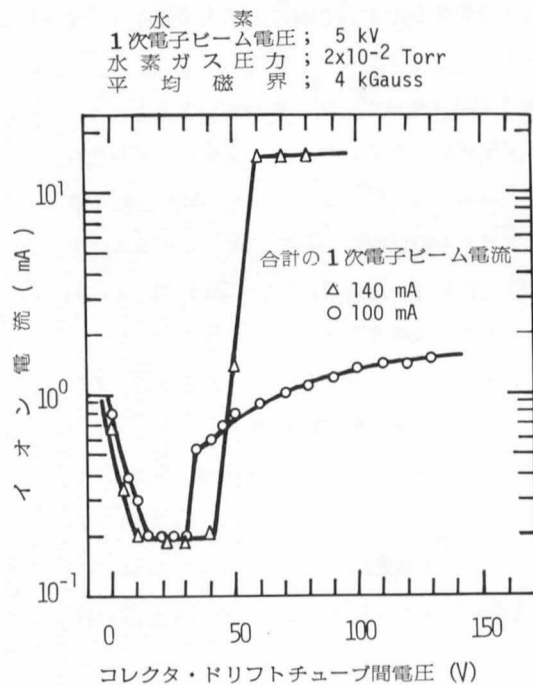


図4-79. コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化したときの引き出されたイオン電流。

ビームプラズマ電離が起きて、引き出されたイオン電流が増加し、2次電子ビーム加速電圧がそれ以上では飽和傾向にあることを示している。図4-80には1次電子ビームのエネルギーを5 keV と8 keVにしたときの合計の1次電子ビーム電流に対する引き出されるイオン電流の変化を示す。それぞれの電子ビーム電流が約120 mA および50 mA 付近でビーム プラズマ電離が起きていることがわかる。ビームプラズマ電離が起きている電子ビーム領域では、引き出されるイオン電流量が20 mA～35 mA程度であり、多孔電極引き出し系の電子銃1個当たり3 mA～5 mA程度のイオン電流が引き出されていることがわかる。この値は、前述した単孔電極によるイオンビームの引き出しにおける値と同程度であることから、引き出し系の寸法の大小によらず引き出される空間電荷制限イオン電流が変わらないとする比例則を示していることがわかる。従って、単孔電極によるイオン引き出し系の最適形状を求め、電子銃の個数をさらに増加すれば、イオン電流は電子銃の個数だけ増加できると考えられる。電子銃1個当たりのイオン電流の収量についても、引き出し電圧を高めれば増加するので、この方法が大電流イオンビームを引き出すための1つの方法であると考えられる。

4-4-5. エミッタンス

ここでは、単孔電極引き出し系から引き出されるイオン電流が比較的少なく、アインツェルレンズを含むイオンビーム輸送系を経てターゲットへ射出される場合のイオンビームの特性について、エミッタンスに注目して基礎実験を行った結果について示す。図4-81に測定系の構造の概略を示す。イオン放出面よりイオン引き出し系およびアインツェルレンズを経て、イオンビームをターゲットへ約700 mm輸送した後、エミッタンス測定用プローブによってその特性を調べた。エミッタンス測定用プローブは、イオンビーム断面の2方向にパルスモータ駆動により1ステップ5.0 μm に移動できる。図4-82にエミッタンス測定装置の外観を示す。

2-4-2項で示したように、エミッタンスはイオン温度が変化しない限り、引き出されるイオン電流が変化しても不変である。しかし、一般のイオン源の場合

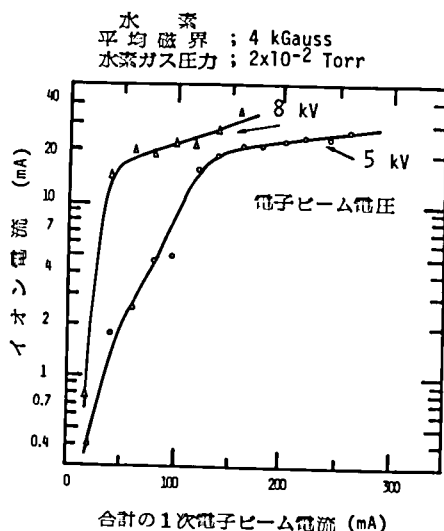


図4-80. 多孔電極引き出し系における合計の1次電子ビーム電流変化に対する引き出されるイオン電流。

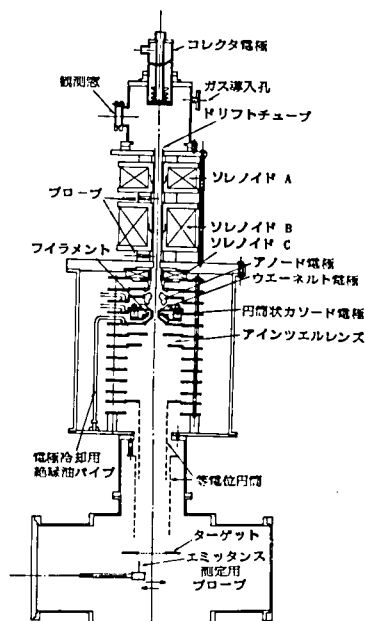


図4-81. エミッタンス測定装置を装着した動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの構造図。

合、実験的にはエミッタンスはイオン電流の1乗に比例して増加する。²⁷⁾ エミッタンスが変化する原因としてはイオンビームの光学系の収差によるもの、イオンの空間電荷効果によるものなどがあり、また、イオンビームの運動が縦方向と横方向と独立でない場合にもエミッタンスは変化する。ビームプラズマ形イオン源の場合、ターゲットへ射出されるイオン電流は、イオン放出面より引き出されイオン引き出し系の電極群を貫通したものだけから構成され発散性の強いイオン粒子は除外されているので、光学系の変化が原因としてイオン電流が変化する場合のエミッタンスの特性につ

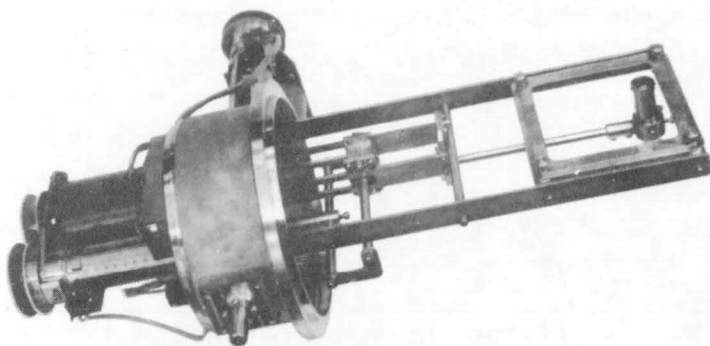


図 4-82. エミッタンス測定装置の外観図。

いては新たに考察する必要がある。図 4-83 に動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱにおけるエミッタンスとイオン電流の関係を示す。図はコレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変化させてプラズマ密度を変えた場合のイオン電流とエミッタンスの関係(直線(A))および、電子ビーム電流を変えてプラズマ密度を変えた場合のイオン電流とエミッタンスの関係(直線(B))を示す。どちらの場合もエミッタンスの増加はイオン電流の1/2乗に比例し、一般のイオン源と比べてイオン電流の増加によるエミッタンスの増加は少なく、大電流イオンビームを引き出した場合にも安定なイオン引き出しが可能であると思われる。イオン電流が増加する場合のエミッタンス図の一例を図 4-84 に示す。発散性のダイヤグラムの勾配がイオン電流の増加に伴い小さくなるが、これはイオン電流の空間電荷効果により径方向の電界が強くなるためと考えられる。図 4-85 にイオンビーム輸送系におけるアインツェルレンズの電位分布を変化させた場合のイオン電流とエミッタンスの関係を示す。実験に使用したアインツェルレンズでは、中間電極と外側電極間の電圧を高めるほど、イオン電流は多少犠牲にされるが収差が改善され、イオン源本来のエミッタンス値に近づくことがわかる。

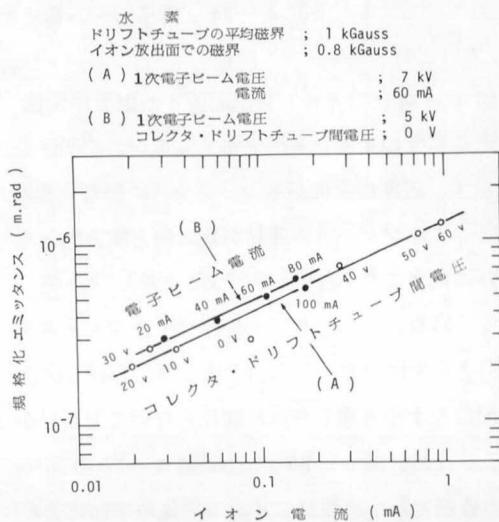


図 4-83. イオン電流の変化に対するエミッタンスの変化。イオン電流は、(A) コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を変えることにより、(B) 電子ビーム電流を変えることにより変化した。

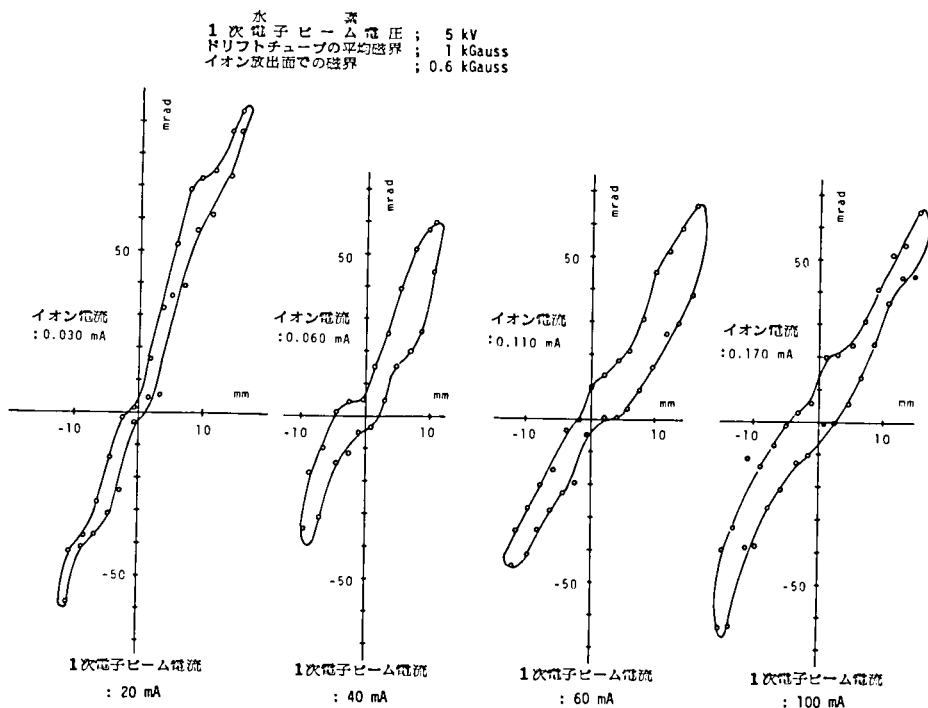


図 4-84. 電子ビーム電流の変化に対するエミッタンス図の変化。

図 4-86 に、イオン放出面近くの磁界が変化する場合のイオン電流とエミッタンスの関係を示す。磁界の変化がエミッタンスに影響するのは、イオンビームの運動が縦方向と横方向と互いに独立にならないためであると考えられ、従って、良質のエミッタンスを持つイオンビームを引き出すには、イオン引き出し系における磁界配位を十分考慮しなければならないことがわかる。なお、図 4-85 および図 4-86 の図中の破線で示す直線は、イオン電流の増加によるエミッタンスの増加の傾向を示すイオン電流の $1/2$ 乗に比例する直線である。図 4-87 にイオン引き出し電圧の変化によるエミッタンス図の変化を示す。横方向と縦方向の速度比がイオ

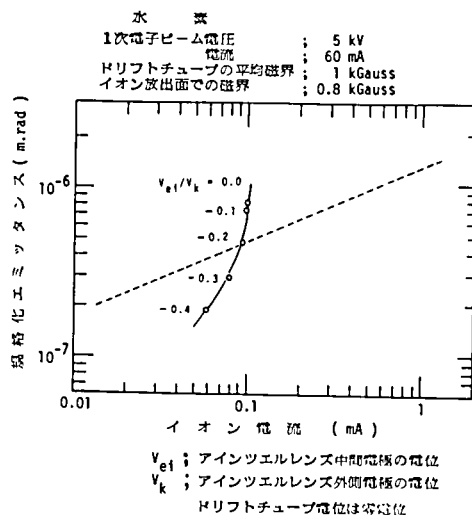


図 4-85. イオンビーム輸送系におけるアインツェルレンスの電位分布を変化させた場合のイオン電流とエミッタンスの関係。

ン引き出し電圧を高めるほど小さくなるため、イオンビーム拡がり角、ビーム径共に減少することがわかる。

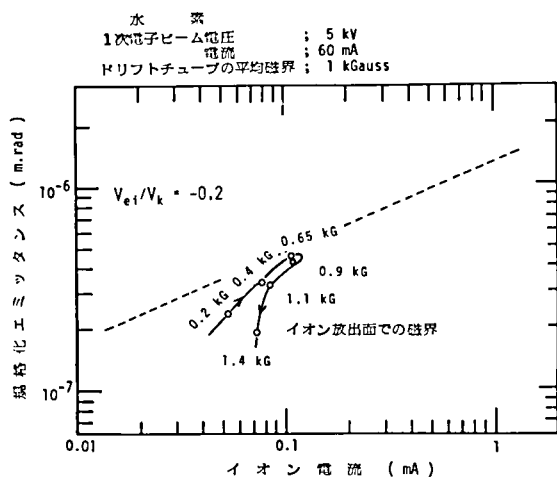


図 4-86. イオン放出面近くの磁界が変化する場合のイオン電流とエミッタンスの関係。

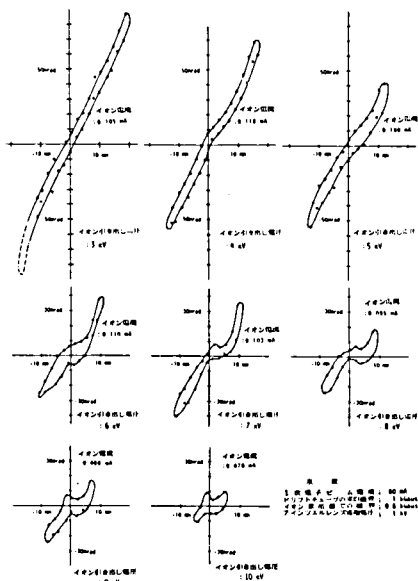


図 4-87. イオン引き出し電圧の変化に対するエミッタンス図の変化。

4-4-6. 質量スペクトル

本イオン源における比較的電子温度の低いプラズマの条件のもとでの、水素およびアルゴンの質量スペクトルを図 4-88 および図 4-89 に示す。電子温度が低い動作条件であるので、 H^+ / H_2^+ は比較的低く約 14% である。また H_3^+ も比較的多く存在する。多価のアルゴンイオンについては、 A_r^{3+} まで検出された。 A_r^{2+}/A_r^+ の値は約 2%、 A_r^{3+}/A_r^{2+} の値は約 1% であった。電子温度が高く、高密度のプラズマ状態でイオン閉じ込め時間の長い動作条件を選べば、より価数の高いイオンが検出されると考えられる。

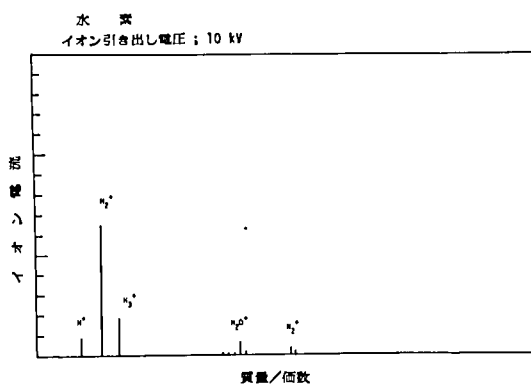


図 4-88. 水素の質量スペクトルの一例。

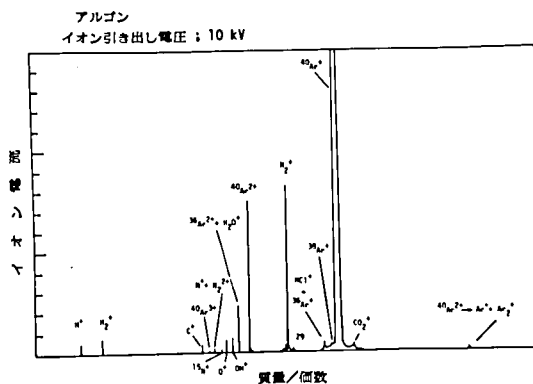


図 4-89. アルゴンの質量スペクトルの一例。

4-5. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源

高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源は、カソードからドリフトチューブ内に入射する1次電子ビームだけでなく、1次電子ビームの衝撃によってコレクタ電極から放出される2次電子を積極的に加速し、ビームとしてドリフトチューブ内に入射して、1次および2次電子ビームの相乗効果によるビームプラズマ電離を利用する。そのため、コレクタ領域を高真空中に排気して2次電子ビームの加速電圧であるコレクタ・ドリフトチューブ間電圧を1次電子ビーム電圧と同じ電圧まで印加できるように改良したビームプラズマ形イオン源である。また、大電流の電子ビームを入射できるように改良を加えることによって、本イオン源は従来のビームプラズマ形イオン源と比較してビームプラズマ電離を積極的に起こし、高密度のプラズマが生成できる。さらに、イオン引き出し系のイオンの空間電荷を1次および2次電子ビームだけでなく、ビームプラズマ電離によってマイクロ波加熱され高いエネルギーを持ったプラズマ電子によっても効果的に中和を行うことができ、低い引き出し電圧においても大電流のイオンビームを引き出すことができる。

4-5-1. 構造

図4-90は、高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の構造図である。カソードは直熱形フィラメント構造で、カソード電極、ウェーネルト電極およびアノード電極によって構成される電子銃は、パービアンスができるだけ大きくなるような構造としている。電子銃としてのパービアンスは約 $1 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}$ である。電子銃を構成する電極はイオン引き出し系の電極も兼ねており、ドリフトチューブのイオン引き出し側の端に位置するアノード電極はプラズマ拡張室として働き、ウェーネルト電極およびカソード電極はイオン引き出し電極として働く。これらの各電極を支持するフランジは、強制的に絶縁油を循環させて冷却しており、それぞれのフランジ間は円筒状のバイレックスガラスによって真空および絶縁を保っている。プラズマ生成室であるドリフトチューブには、1次および2次電子ビームや生成されたプラズマをこの空間に閉じ込めるために、空心ソレノイドによって軸方向磁界を作る。ソレノイドを構成する各最小単位のソレノイドは、外径 $4 \text{ mm } \phi$ 、内径 $3 \text{ mm } \phi$ または外径 $6 \text{ mm } \phi$ 、内径 $4 \text{ mm } \phi$ の中空銅管を用い、管中に強制的絶縁油循環冷却を行い、安定化電源により $100 \sim 300 \text{ A}$ 程度の大電流を流すことができる。図中の磁界分布に示すように、コレクタ側の磁界を高めることによりプラズマのコレクタ側への拡散を少なくするようにしている。イオン化したいガス状物質を導入するためのガス導入孔は、排気抵抗が大きくなるようにドリフトチューブの中央に位置している。また、ドリフトチューブ内で起きているビームプラズマ電離現象の観測、すなわち、マイクロ波発振電力や周波数スペクトルおよびプラズマ特性測定のために同軸形プローブを設置している。コレクタ・ドリフトチューブ間電圧を1次電子ビーム加速電圧と同じ値まで印加できるよう、コレクタ・ドリフトチューブ間は円筒状バイレックスガラスによって絶縁を行う。また、コレクタ領域をイオン引き出し領域と同様に高真空中に保つ必要があるため、高真空排気装置（油拡散ポンプ）によって排気する。排気装置は接地電位にあり、コレクタ領域を円筒状バイレックスガラス空間を通して排気する。1次電子ビームの終端であるコレクタ電極は、1次電子ビームのエネルギーの大部分を消費するため、熱伝導の良いOFHC銅を用い、強制的絶縁油循環冷却を行っている。

冷却用絶縁油

に伝達された

総ての熱は、

接地电位にある

熱交換器を

通して外部の

水冷系へ放出

される。図

4-90には

電気系統の略

配線を示したが、以下に用

いる用語の1

次電子ビーム

(加速)電圧

は1次電子加速

電源電圧と

2次電子加速

電源電圧と印

したものと和

であり、2次

電子ビーム(加

速)電圧は2

次電子加速電

源電圧そのも

の値である。

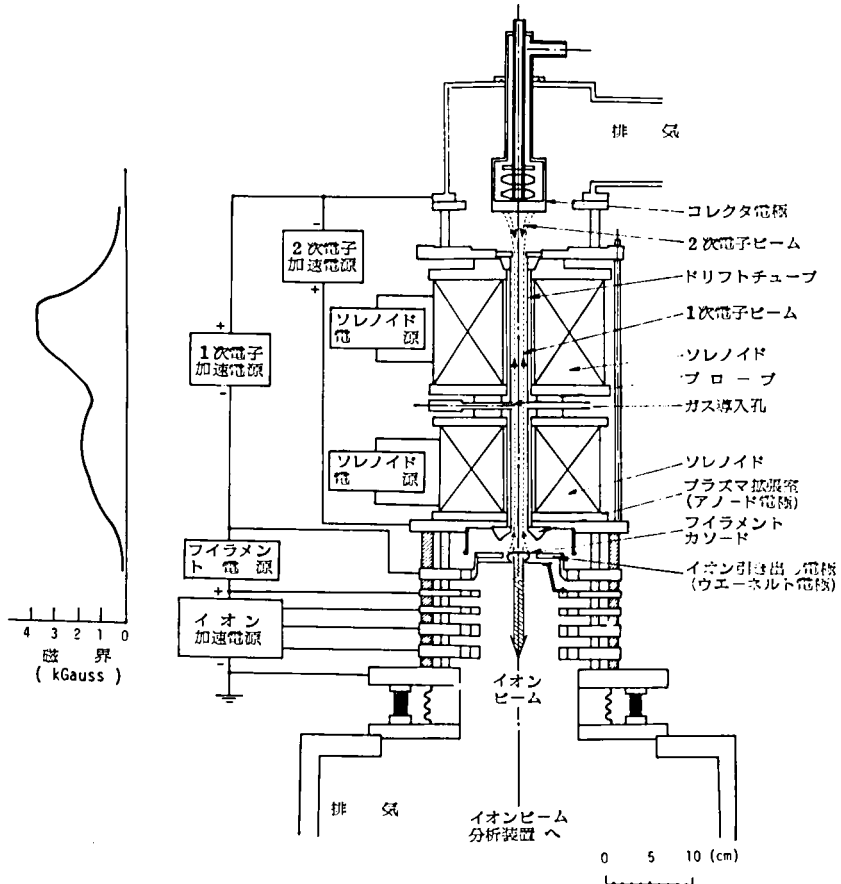


図 4-90. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の構造図。

4-5-2. マイクロ波発振の観測

プラズマ生成室であるドリフトチューブ内でビームプラズマ相互作用による不安定性が生じれば、その不安定性に対応したマイクロ波が発生する。従って、そのマイクロ波を観測することによってビームプラズマ電離の種々の情報を得ることができる。

図 4-91 には 3-4 節高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の動作原理の図 3-51 および図 3-52 に示したビームプラズマ電離領域区分の各点におけるマイクロ波発振の周波数スペクトルを、ドリフトチューブの中央に設けた同軸プローブを通してスペクトラムアナライザーで測定したものを示す。ビームプラズマ電離が起きている領域では、中心周波数が約 5 GHz で周波数のスペクトル幅が 0.5 ~ 1 GHz 程度の広い周波数領域にわたっている。本イオン源のビームプラズマ相互作用において小振

幅理論から予想される発振周波数は、電子サイクロトロン周波数 ω_{ce} とプラズマ周波数 ω_{po} より成る高ハイブリッド周波数 $\sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{po}^2}$ より僅かに低い周波数である。ドリフトチューブの電子銃側の磁界は約1.7 k Gaussであるため、電子サイクロトロン周波数は約4.7 GHzである。また、プラズマ密度はビームプラズマで電離が起きている領域では $10^{11} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ であるため、プラズマ周波数は3~9GHzである。従って、高ハイブリッド周波数は5.6~10GHzとなり、観測される発振周波数より高く、小振幅理論より予想される傾向に一致する。小振幅理論によれば、電子ビーム電圧が高いほど、僅かに高い周波数で発振を

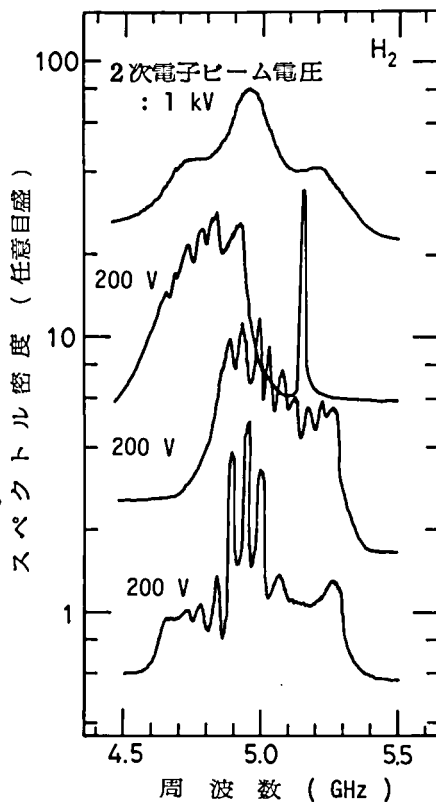


図4-91. ビームプラズマ電離の各領域におけるマイクロ波発振の周波数スペクトル。

生じることから、約5.25GHz付近の発振は1次電子ビームによるもので、他の低い周波数成分のものは2次電子ビームによるものと考えられる。特に、1次電子ビーム電流が0.3 Aのとき、IIの領域の2次電子ビームだけによってビームプラズマ電離が起きている領域では、2次電子ビームのビームプラズマ相互作用によるものと考えられるスペクトル幅の広い発振と、1次電子ビームのビームプラズマ相互作用によるものと思われるスペクトル幅の狭い弱い発振が観測されている。発振出力は、ビームプラズマ電離領域Iにおいて2次電子ビーム電圧が高いときに大きい。このような動作条件では、電子温度の高い高密度のプラズマが生成されることが予想される。

一方、発振電力に関しては3-4-3項で示したように、電子ビーム電流をI、電子ビーム加速電圧をVとすれば、1次および2次電子ビームの種類によらず発振の開始は $I \propto V^2$ の依存性で、強い発振は $I \propto V^{3/2}$

の依存性で観測される。この電流電圧依存性は、電子ビームとプラズマ電子との相互作用であるため、例えば、水素やアルゴンのようにガスの種類が異なっても変わらない。このことは、実験的にも確かめられている。イオン源のプラズマ生成室であるドリフトチューブ内には、1次電子ビームだけでなく2次電子ビームも共存する。このようなときには、図4-92に示すように、まず、低い加速電圧である2次電子ビームが、少ない電子ビーム電流において発振を開始し、次に、2次電子ビームによる強い発振を生じる。電子ビーム電流が増加すると共に徐々に発振電力が増し、1次電子ビームの強い発振の生じる電子ビーム電流において急激に発振電力が増し、強いビームプラズマ電離が起きる。1次電子ビームと2次電子ビームが共存する場合には、発振電力は必ずしもそれぞれのビームが独立に存在するときの単なる合成にはならず、広い電子ビーム電流範囲にわたって2つの電子ビームの相乗効果による発振電力の増加が見られる。

発振電力はドリフトチューブ内のガス圧力や2次電子ビーム電圧によっても変化する。

図4-93(a)には、1次電子ビーム電圧が5kVで1次電子ビームによる強い発振が生じるに必要な電流値以上の、0.3Aの電子ビーム電流の条件において、ドリフトチューブ内のガス圧力を変化したときの発振検出電力を、代表的な2次電子ビーム電圧をパラメータとして示す。2次電子ビーム電圧が0kVのときは、比較的広いガス圧力範囲で発振を生じるが、発振の最大値を示すガス圧力は種々の2次電子ビーム電圧の中で最も高い。後に示すように、このとき生成されるプラズマ密度は必ずしも高くなく、比較的高い密度のプラズマが得られるのはガス圧力が極めて高いときである。従って、このような条件におけるイオン源の動作はあまり好ましくない。2次電子ビーム電圧が0.2kVのときには、これによる電離断面積が最も大きな値を示すエネルギー範囲にあるため、まず、低いガス圧力領域において2次電子ビームによりビームプラズマ電離が先行して起き、さらに、ガス圧力が増加したときそれによって生じたプラズマと1次電子ビームが相互作用を生じ、強いビームプラズマ電離が起きて高密度のプラズマが生成されると考えられる。場合によっては、1次電子ビームとの強いビームプラズマ電離が起きるガス圧力領域では、すでに2次電子ビームによって多量のプラズマが生成されていることから、1次電子ビームの発振に最適

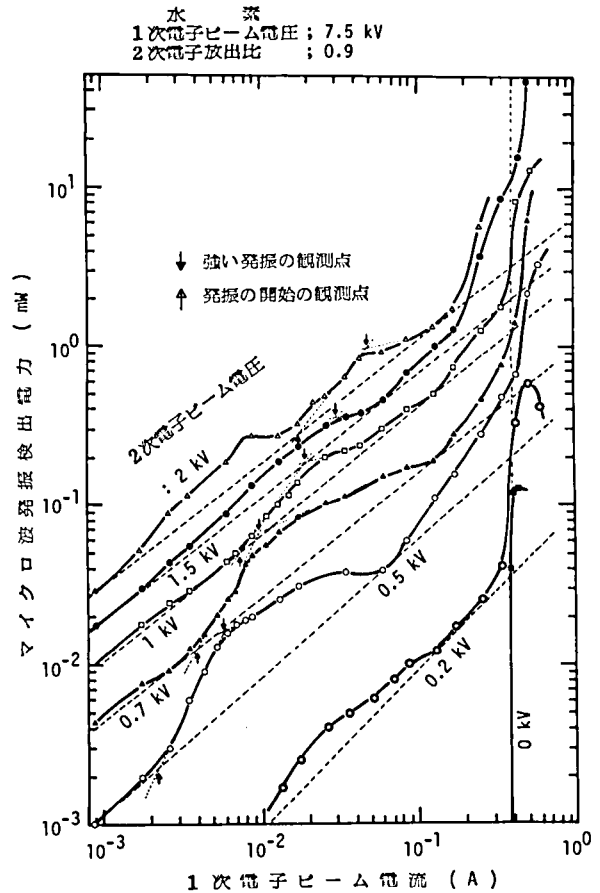
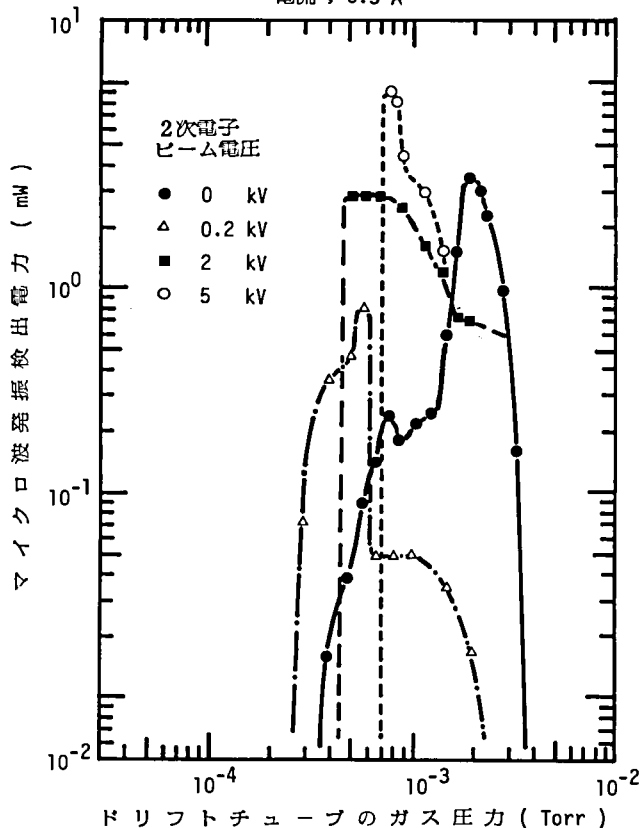


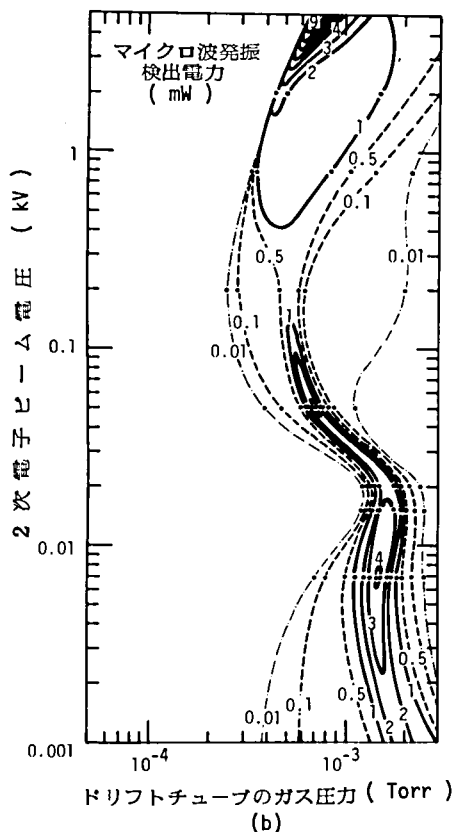
図4-92. 電子ビーム電流の変化に対する発振検出電力。

水 素

1次電子ビーム電圧； 5 kV
電流； 0.3 A



(a)



(b)

図 4-93. ドリフトチューブのガス圧力を変化したときの発振検出電力。
(a) 2次電子ビーム電圧をパラメータとした図, (b) ガス圧力と 2次電子
ビーム電圧を両軸にして発振電力を等高線状に表わした図。

のプラズマ密度を起えてしまっている可能性もあるため、発振出力が少ないと考えられる。2次電子ビーム電圧が 2 kV、さらに 5 kV となるに従って、それによる電離断面積が小さくなるため、2次電子ビームによるビームプラズマ電離が起きるのに必要な閾値プラズマが生成されるためのガス圧力が次第に高くなる。しかし、発振電力は 2次電子ビーム電圧の増加に伴い次第に強くなる傾向にあり、プラズマ電子のマイクロ波加熱がより効果的に行われることが期待される。図 4-93(b) はドリフトチューブ内のガス圧力と 2次電子ビーム電圧を両軸として発振電力を等高線状に表わして見易くしたものである。この図から発振が生じ始めるガス圧力、すなわち、ビームプラズマ電離領域の境界線は、2次電子ビーム電圧に対応する電離断面積の大きさに逆比例していることがよくわかる。また、後述するイオン引き出し電流の等高線図と対比することにより、発振電力の強い峰に沿った曲線が 1次電子ビームによるビームプラズマ電離領域の境界線と考えることができ、他の残りの領域が 2次電子ビームだけによるビームプラズマ電離領域と考えることができる。

4-5-3. 電子ビームのエネルギー分布

ビームプラズマ形イオン源のプラズマ生成室であるドリフトチューブでは、ビームプラズマ相互作用によって生じた高周波電界によりプラズマ電子がマイクロ波加熱されると同時に、その高周波電界によって電子ビームのエネルギーが広範囲にわたって分布するようになる。^{31), 32)} 電子ビームのエネルギーの分布状態

によってイオン生成、特に多価イオン生成に関する電離効率が異なってくると同時に、イオン引き出し系へはみ出す電子の空間電荷分布の形状、すなわち、イオン電流の空間電荷制限緩和に重要な役割を果たす。従って、電子のエネルギー分布を知ることによってこれらのことについて詳しく検討することができる。

図4-94は1次電子ビームだけが存在するときのエネルギー分布を、逆電界法を用いて求めたものを示す。

図4-94(a)は電子ビーム電流を変化したとき、(b)はドリフトチューブのガス圧力を変化したときの電子ビームのエネルギー分布を示す。電子ビーム電圧が3 kVのときは、電子ビーム電流が約70 mAで発振が開始し、約100mAで強い発振が生じる。発振開始の電子ビーム電流以上ではそれによって生じたマイクロ波電界によって電子ビームのエネルギーは幅を持つ分布をするようになる。電子ビーム電流を増してゆき電子ビームのエネルギーが広い幅に分布するようになれば、電磁波動論的不安定性から運動論的不安定性に移行し、電子ビーム電流の増加に伴ってエネルギー分布する幅はさらに広範囲となり、条件が備われば平坦に近い形状にまで変化する。この場合電子ビームの初期エネルギーよりも高いエネルギー範囲に分布する電子がないとすれば、簡単な理論から計算されるように、電子ビームのエネルギーの多くがプラズマ中へ移行することになるが、図に示したエネルギー分布の測定からは電子ビームの初期エネルギー以上にエネルギーを得た電子ビーム成分も多量に存在し、必ずしもこのような状態のとき電子ビームのエネルギーが最も効率よくプラズ

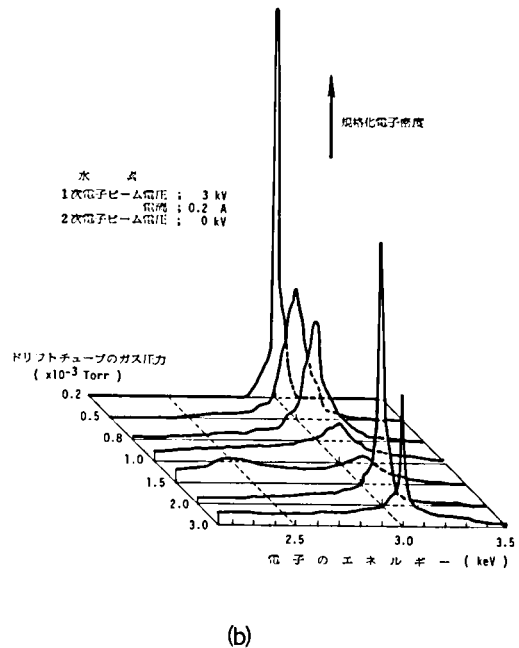
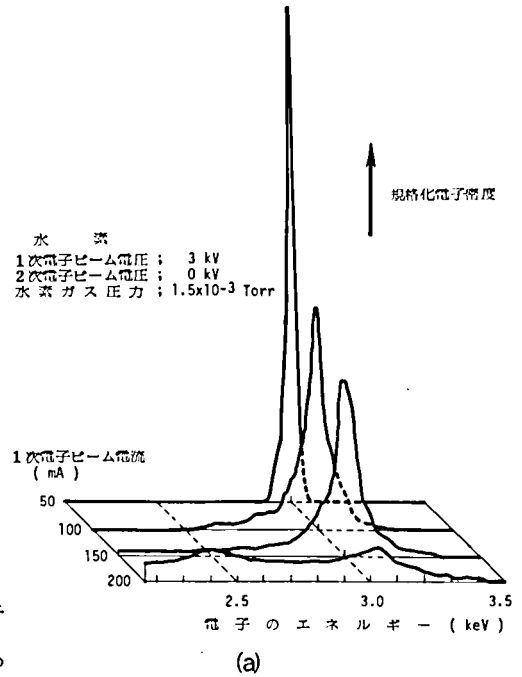


図4-94. 1次電子ビームだけが存在するときのエネルギー分布。
(a)電子ビーム電流を変化したとき、
(b)ドリフトチューブのガス圧力を変化したとき。

マに移行するとは限らないようである。このことは、エネルギー分布が平坦近くなるときに必ずしも最も高密度のプラズマが生成されるとは限らないことから言えることである。図4-94(b)のガス圧力を変化したときの電子ビームのエネルギー分布では、広い範囲にエネルギー分布するようになるガス圧力領域が図4-93において示した強い発振電力が検出されるガス圧力領域とよく一致する。

高密度プラズマの生成と効率のよいイオンの引き出しを行うには、1次電子ビームと2次電子ビームを共存させた状態でイオン源を動作する必要がある。イオン源は2次電子ビームのエネルギーを1次電子ビームのエネルギーより低い条件で動作させるため、これによるビームプラズマ分離を起こさせるための電子ビーム電流は少なくてもよく、通常の動作条件では2次電子ビームは十分準線形緩和をしており、そのエネルギー

は広い範囲にわたって分布している。このように、2次電子ビームによりまず高い密度のプラズマが生成されてしまうと、場合によっては1次電子ビームのビームプラズマ相互作用で最も効率のよい発振に必要なプラズマ密度以上に生成されてしまえば、1次電子ビームによる発振電力が多少抑えられることもある。このようなときには、1次電子ビームのエネルギーが広範囲に分布するためには、2次電子ビームがない場合より多量の電子ビーム電流が必要である。図4-95には2次電子ビームのエネルギーが0.2 keVのときの1次電子ビームのエネルギー分布を示す。2次電子ビームは図に示した0.1 A以上の電子ビーム電流以上では十分準線形緩和を生じ、そのエネルギー分布は平坦に近い形状になっているものと考えられる。1次電子ビームは、2次電子ビームが存在しなければ約0.2 Aでほぼ平坦な形状のエネルギー分布になるのに対して、0.2 keVの2次電子ビームが存在すれば約0.6 A近くの電子ビーム電流が必要となる。電子ビームが準線形緩和したとき、イオンプラズマ周波数に近い低周波の雑音性電界がプラズマ電位を振動させたり、プラズマ中のイオンを加速したりすることがある。理論的には、このような雑音性周波数の最大振幅は入射電子ビームの加速電圧ほど大きくなる可能性があり、イオン源プラズマとして必ずしも好ましいとは言えない。従って、エネルギーの低い電子ビームは準線形緩和してもよいが、エネルギーの高い電子ビームによるビームプラズマ相互作用は準線形緩和しないような条件で利用することが望ましい。静かなプラズマからのイオン引き出しを必要とするような場合には、例えば、1次電子ビームの加速電圧が数kVの場合には2次電子ビーム電圧を数100 V以内として、0.1～0.3 A程度の電子ビーム電流を流す条件で動作する。このようにすれば、2次電子ビームは準線形緩和を生じて、プラズマの生成とイオン引き出し系のイオンの空間電荷中和に寄与し、しかも、2次電子ビームのエネルギーが低いためこれによる低周波振動雑音によってあまり悪影響を受けない。また、準線形緩和をしていない1次電子ビームのビームプ

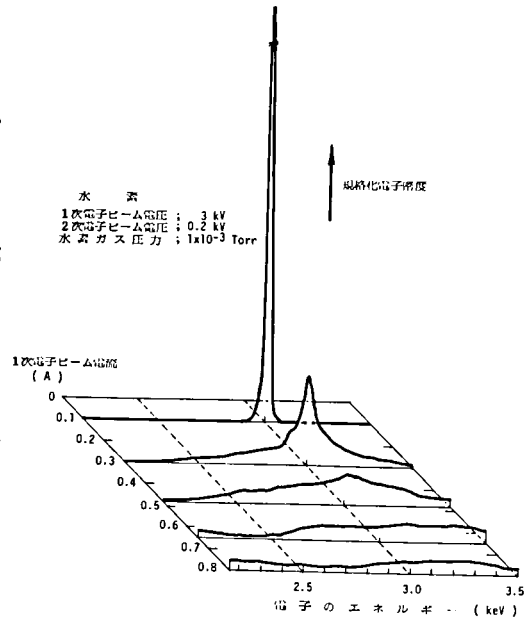


図4-95. 2次電子ビームのエネルギーが0.2 keVのときの1次電子ビームのエネルギー分布。

ラズマ相互作用により発振した、比較的小さいマイクロ波によりプラズマ電子がマイクロ波加熱され、高い電子温度の高密度プラズマが生成されるため、質の良い大電流イオンビームを引き出すことができる。多少の雑音性低周波振動によるイオン電流変動や、エネルギー幅の増大が問題にならないような場合には、1次電子ビームも準線形緩和するような多量の電子ビームをプラズマ生成室に入射し、1次電子ビーム、2次電子ビーム共に電子ビームのエネルギー分布が広い範囲に分布する状態で、プラズマ生成とイオンの引き出し系の空間電荷中和を積極的に行い、低い引き出し電圧で極めて大電流のイオンビームを引き出すことも可能である。

4-5-4. プラズマ特性と引き出されるイオン電流 1) 電子ビーム電流特性

3-4節の高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源では、ドリフトチューブ内への1次電子ビーム電流量の増加に伴って、まず、2次電子ビームが準線形緩和を生じ、さらに、電子ビーム電流が増加したとき1次電子ビームも準線形緩和する。図4-96は1次電子ビーム電圧2kV、2次電子ビーム電圧が0.2kVの条件において、1次電子ビーム電流を変化したときの(a)プラズマ密度と電子温度、(b)引き出される各イオン電流量の成分比、および(c)この成分比に全イオン電流を掛けた引き出される各電流の絶対量を示す。プラズマ密度および電子温度の1次電子ビーム電流依存性および引き出されるイオン電流の1次電子ビーム依存性について、理論から予想されるものによく一致することは、すでに3-2-5項で示した。ただし、電子温度については測定用プローブ位置がガス導入孔に近いことによる影響により、ドリフトチューブ全体の平均的な電子温度は測定値より数倍高いものと考えられる。また、イオン源プラズマ中における水素イオン各粒子の成分を考える場合には、引き出されるイオン電流が質量数Mに対して $M^{-1/2}$ の依存性があることにより、各イオン電流量に $M^{1/2}$ を掛けて成分比を求める必要がある。水素イオンビームを利用す

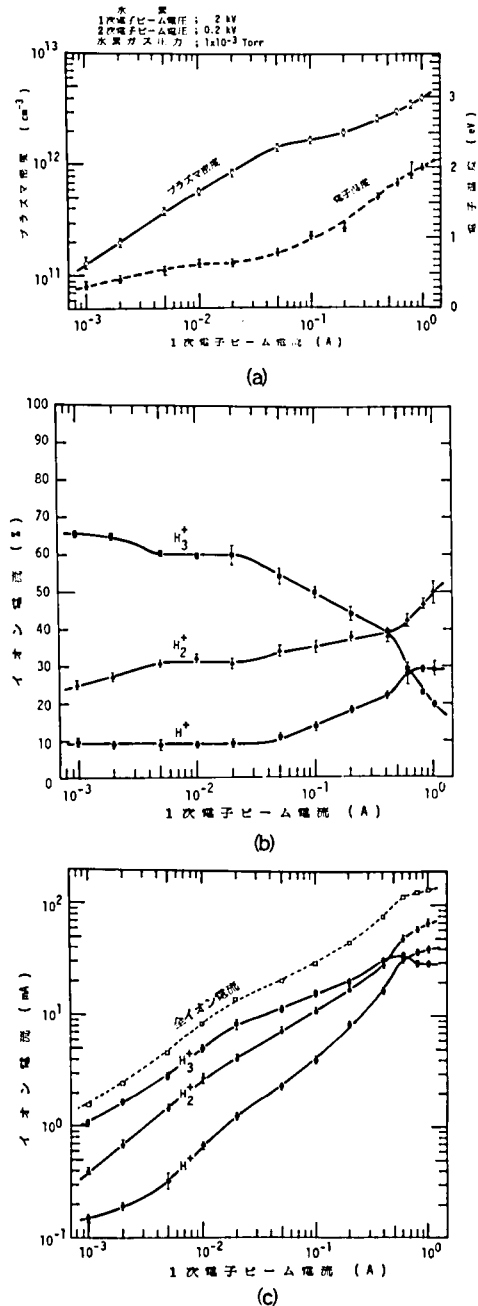


図4-96. 1次電子ビーム電流に対する(a)プラズマ特性、(b)引き出される各イオン電流量の成分比、(c)各イオン電流の絶対量。

反 応	得られるイオン
$H_2 + e \longrightarrow H_1 + H_1 + e$ (閾値 8.8eV, 最大断面積 15eV) $H_1 + e \longrightarrow H_1^+ + 2e$ (閾値13.5eV)	H_1^+
$H_2 + e \longrightarrow H_2^+ + 2e$ (閾値15.6eV)	H_2^+
$H_2^+ (速) + H_2 (速) \longrightarrow H_1^+ + H_1 + H_2 (遅)$ $H_2^+ (遅) + H_2 (遅) \longrightarrow H_3^+ + H_1 + 1.7eV$ $H_3^+ (速) + H_2 (遅) \longrightarrow H_1^+ (速) + H_2 (速) + H_2 (遅)$	H_1^+, H_3^+

表 4-1. 水素プラズマ中での解離，電離，荷電変換の反応式³³⁾。

るときには，得られる水素イオンが主に原子状のものか分子状のものであるかは極めて重要である場合が多い。水素プラズマのようにプラズマ生成室に存在するイオンおよび中性粒子の種類が少ない場合には，イオンの生成と消滅についての機構も少なく，比較的検討が行い易い。イオン源プラズマ中で生じる主な水素の解離，電離，荷電変換の反応を表 4-1 に示す。³³⁾ 解離反応の閾値が 8.8 eV であることからわかるように，電子温度が低いときには水素分子の解離があまり行われず，原子状の水素粒子があまり存在しないことがわかる。従って水素分子の成分比が高く電離によって分子状イオン H_2^+ が多く生成され，多量に存在するエネルギーの低い H_2^+ と H_2 との反応によって H_3^+ も多量に生成されることがわかる。水素の原子状イオンであるプロトンの成分比を多くするにはプラズマの電子温度を高くして水素分子 H_2 の

解離を十分多くし，原子状水素原子 H_1 を多量に作ることが最も必要であり，同時にできるだけ H_1 の消滅を少なくする必要がある。図 4-96(b) の各イオン電流の成分比も，ビームプラズマ電離によるプラズマ電子のマイクロ波加熱による電子温度の増加に伴って H^+ が増加し， H_3^+ が減少する傾向が明らかに現われている。一方，イオン引き出し系においては，広いエネルギー範囲に分布する 2 次電子ビームやエネルギーの高いプラズマ電子がイオンの空間電荷を中和して，引き出されるイオン電流の空間電荷制限が緩

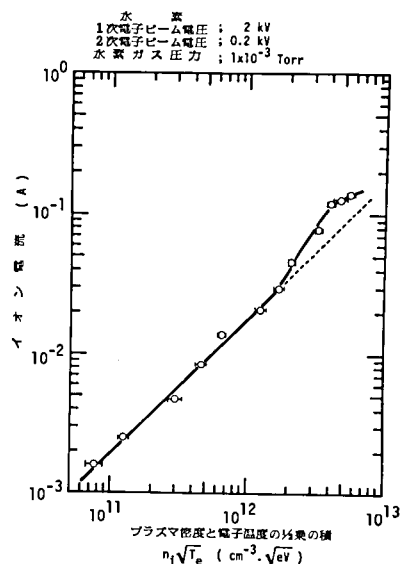


図 4-97. 1 次電子ビーム電流を変化して得られるプラズマ特性と引き出されるイオン電流よりプロットしたプラズマ密度と電子温度の $1/2$ 乗の積とイオン電流の関係。

和され、多量のイオンビームが引き出されている。このことは空間電荷中和のないときのイオン源の空間電荷制限電流、すなわち、パービアンズから計算される引き出し得るイオン電流値が 5.4 mA であるのに対し、入射する電子ビーム電流が 1 A に近いときには約 20 倍のイオン電流が引き出され、しかも、図 4-97 に示すように、このときのイオン飽和電流値に比例するプラズマ密度と電子温度の¹/₂乗の積 $n_i \sqrt{T_e}$ と引き出されたイオン電流の関係も広い範囲にわたり直線関係にあり、質のよいイオンビームとして引き出されていることを示している。

図 4-98 は 2 次電子ビーム電圧が 0 kV で、1 次電子ビーム電圧をパラメータとして、1 次電子ビーム電流を変化したときの引き出されるイオン電流を示す。引き出されるイオン電流は全体に非常に少なく、しかも、1 次電子ビーム電流に対して直線的に増加し、加速電圧が高くなるに従い減少する傾向にある。これはビームプラズマ相互作用するに必要な 1 次電子ビーム電流値以下では、電離断面積が電圧と共に低くなる 1 次電子ビームの衝突電離だけでプラズマが生成されることによる。しかし、ビームプラズマ電離に必要な 1 次電子ビーム電流値以上の領域においても、このとき生成されたプラズマから引き出されるイオン電流には顕著な増加が認められない。この原因は必ずしも明らかではないが、単一電子ビームによるビームプラズマ電離が起きて生成されたイオン源プラズマからは良好なイオンビームの引き出しが行えないことが多い。図 4-99 は、2 次電子ビーム電圧が 2 kV で、1 次電子ビーム電流を変化したときに引き出されるイオン電流を示す。2 次電子ビーム電圧が 0 kV の場合に比べて、全体に約 10 倍程度のイオン電流の増加が見られる。これは電子ビーム電流の少ないときは 2 次電子ビームがコレクタ・カソード電極間を何度も往復し、より多くのプラズマが生成され、2 次電子のビームプラズマ電離に必要な電流値（約 50 mA）以上では、2 次電子ビームによるビームプラズマ電離と、場合によっては、1 次電子ビームのビームプラズマ電離による相乗効果によって高密度のプラズマが生成されるからである。さらに、引き出し系のイオンの空間電荷がこれらの電子ビーム等によって有効に中和されるため、低い引き出し電圧でも 1 次電子ビ

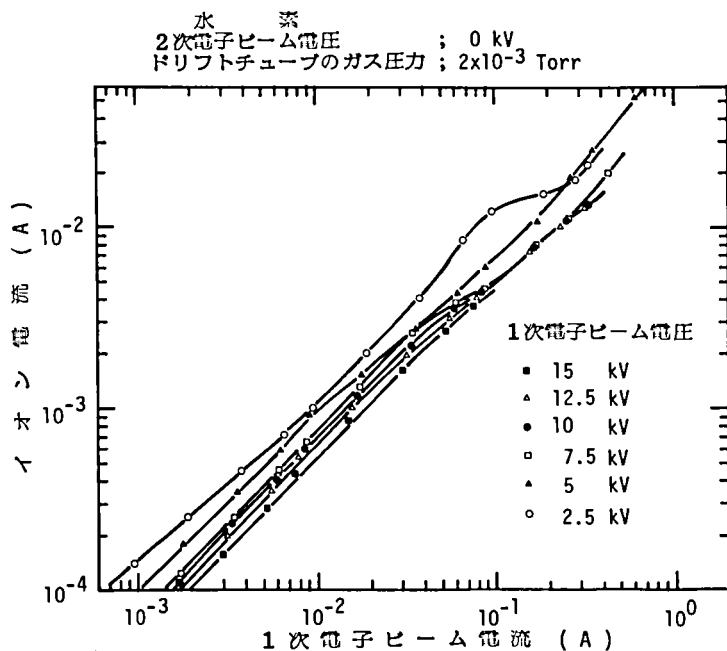


図 4-98. 2 次電子ビーム電圧が 0 kV のときの 1 次電子ビーム電流に対する引き出されるイオン電流。

ーム電流の増加に対して引き出されるイオン電流が飽和傾向を示すことなく、大電流のイオンビームを引き出すことができることによる。図4-100は1次電子ビーム電圧と2次電子ビーム電圧を同じにして、コレクタ電極で1次電子ビームも反射するような電位分布とした場合の1次電子ビーム電流に対する引き出されるイオン電流特性を示す。特に、1次電子ビーム電流の少ないときに電子ビームのエネルギーが高いほど引き出されるイオン電流が多いのは、プラズマ生成室の構造が動作的にはPIG構造と同じになって電子ビームが閉じ込められ、むしろエネルギーの高い電子の方がドリフトチューブ内を何度も往復して、より多くのイオンが生成されるためと考えられる。3-2-5項で示したように、準線形緩和が生じるような1次電子ビーム電流以上では、電圧によらず電流の1乗に比例したイオン電流が引き出される傾向を示す。³⁴⁾ただし、プラズマ生成室がPIG構造で電子ビーム電圧が高いときには、振幅の大きな極めて周波数の低い雑音が発生し易いため、きれいなイオンビームを引き出

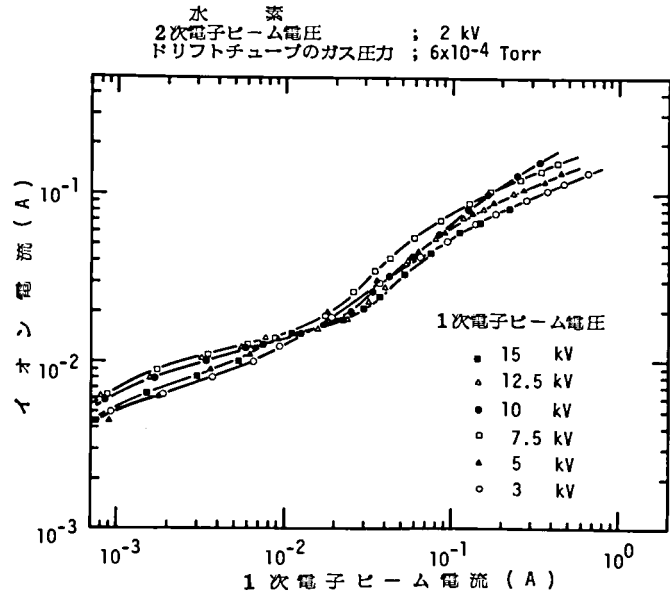


図4-99. 2次電子ビーム電圧が2 kVのときの1次電子ビーム電流に対する引き出されるイオン電流。

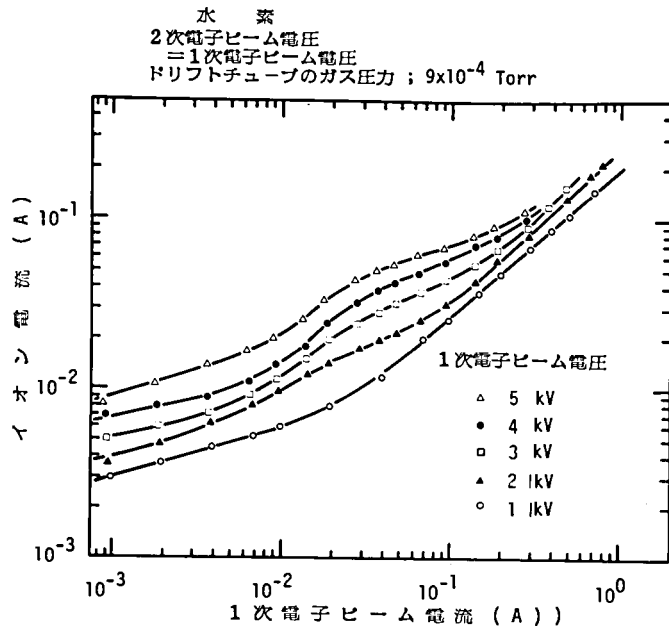


図4-100. 1次電子ビーム電圧と2次電子ビーム電圧を同じにしたときにおける1次電子ビーム電流に対する引き出されるイオン電流。

したいときにはあまり好都合ではない。

ii) ガス圧力特性

図 4-101 は、プラズマ生成室であるドリフトチューブ内のガス圧力の変化に対して、2 次電子ビーム電圧が 0 kV、0.2 kV および 5 kV の各場合におけるプラズマ密度と電子温度を示す。ガス圧力が低いときは 1 次電子ビームと 2 次電子ビームの直接の衝突電離によってプラズマが生成されるため、ほぼガス圧力に比例してプラズマ密度が増加する。ガス圧力が高くなり、これらの電子ビームの衝突電離により生成されるプラズマ密度が、ビームプラズマ電離が起きるのに必要な閾値プラズマ密度以上になると、急激にビームプラズマ電離による高密度プラズマが生成される。これらの図から閾値プラズマ密度は約 $4 \times 10^9 \sim 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 程度であることがわかる。3-2-4 項で示したように、イオンの生成の総てが完全なマックスウェル・ボルツマン分布をしているプラズマ電子中のエネルギーの高い電子だけによって行われているとすれば、電子温度はドリフトチューブの構造とガス圧力だけに依存し、ガス圧力が増加すると共に電子温度は漸減する傾向にある。ところが、図 4-101 においては、マイクロ波発振検出電力の図 4-93 で強いマイクロ波発振が観測される特定のガス圧力範囲で電子温度も増加しており、プラズマ電子がマイクロ波加熱されていることが観測される。これは、プラズマ生成室であるドリフトチューブ内に電離にあずかる 1 次および 2 次電子ビームが多量に存在すると同時に、2 次電子ビームのエネルギー分布は広い範囲にわたって分布しており、電離にあずかる電子の総和のエネルギー分布が完全なマックスウェル・ボルツマン分布からかなりはずれた形状をしているため、プラズマ電子の電子温度への増分として移行したエネルギーの総てが電離には利用されないで、プラズマ電子の加熱に利用されていると考えられる。2 次電子ビーム電圧が 0 kV の場合は、0.2 kV の場合に比べて電子温度の増加分が多いが、このときビームプラズマ電離により最も多くのエネルギーがプラズマに移行していると考えすることはできない。例えば、マイクロ波からプラズマ電子に移行して単位体積中のプラズマに蓄えられているエネルギーを電子温度とプラズマ密度の積と考えれば、ビームプラズマ電離領域中最も電子温度の高いガス圧力領域におけるプラズマ電子への蓄積エネルギーは 2 次電子ビーム電圧 0、0.2 および 5 kV に対して、それぞれ 2.3×10^{11} 、 2.0×10^{12} および $2.8 \times 10^{12} \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$ となる。従って、2 次電子ビーム電圧が高くなるに従って、1 次電子ビームと 2 次電子ビームの相乗効果によるビームプラズマ電離により多量のマイクロ波エネルギーがプラズマ電子へ移行していることがわかる。プラズマ密度に関して言えば、2 次電子ビーム電圧が衝突断面積の最も大きな 0.2 kV のときに最も高い密度のプラズマが得られる。このときには、まず低いガス圧力領域において、2 次電子ビームが主であるビームプラズマ電離によって、密度が 10^{12} cm^{-3} 程度のプラズマが生成され、次に、より高いガス圧力領域において 1 次電子ビームと 2 次電子ビームの相乗効果による強いビームプラズマ電離が生じ、密度がさらに数倍のプラズマが得られる 2 段階の変化をする。図 4-102 は、図 4-101 のプラズマ特性図を基にして、横軸にガス圧力、縦軸に 2 次電子ビーム電圧をとり、それらに対応したプラズマ密度と電子温度を等高線状に表わして見易くしたものを示す。図 4-93 のマイクロ波発振検出電力における発振検出領域に対応してプラズマ密度が急激に増加し、全体にわたり対応がよくとれており、ビームプラズマ電離領域を明瞭に区分することができる。2 次電子ビームのエネルギーの電離断面積の大きさに応じて、電離断面積が大きいときほど低いガス圧力でビームプラズマ電離が開始する様子がわかる。

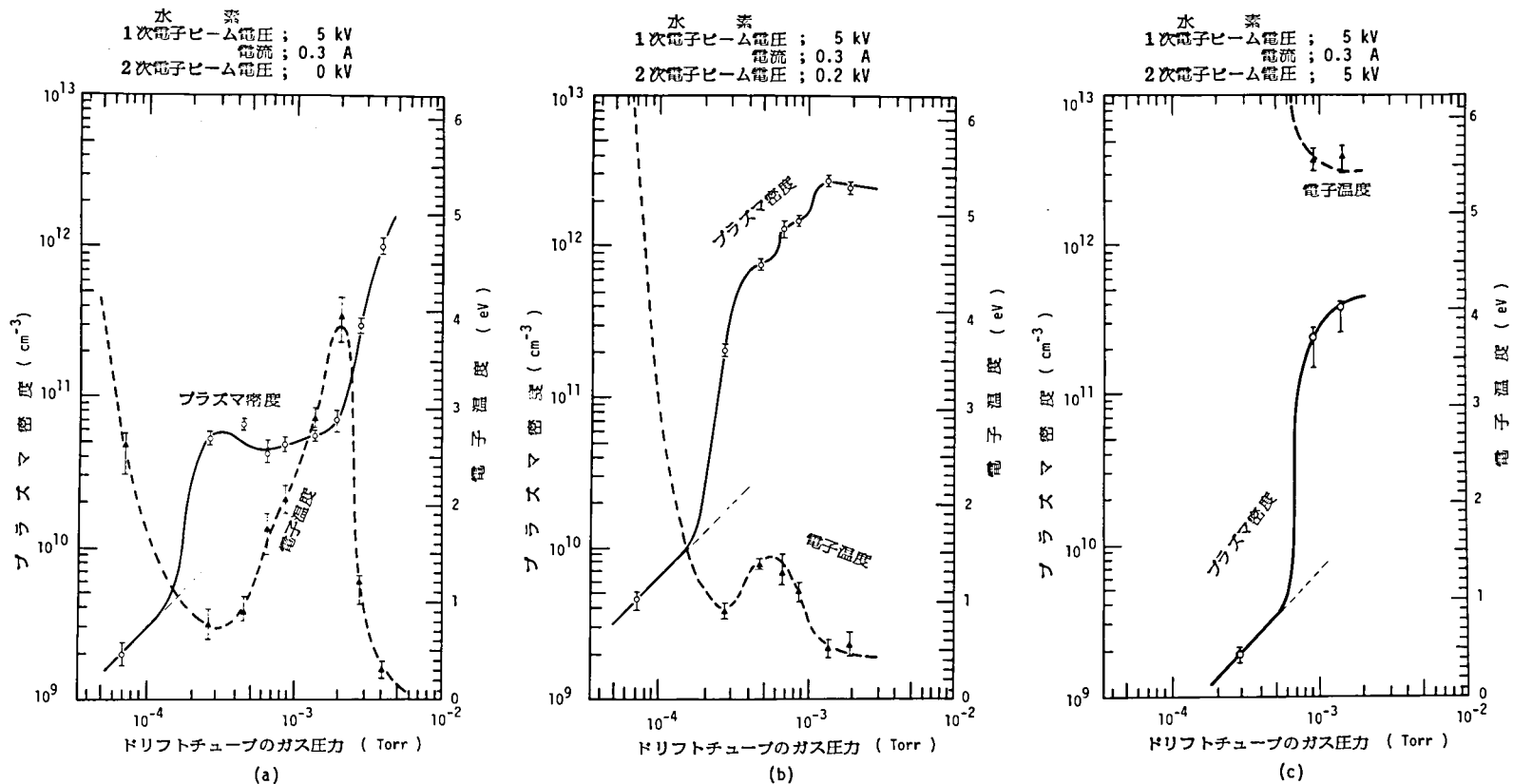


図 4-101. ドリフトチューブのガス圧力に対するプラズマ密度と電子温度の変化。
1 次電子ビーム電圧 5 kV , 電流 0.3 A で 2 次電子ビーム電圧が (a) 0 kV
(b) 0.2 kV および (c) 5 kV のとき。

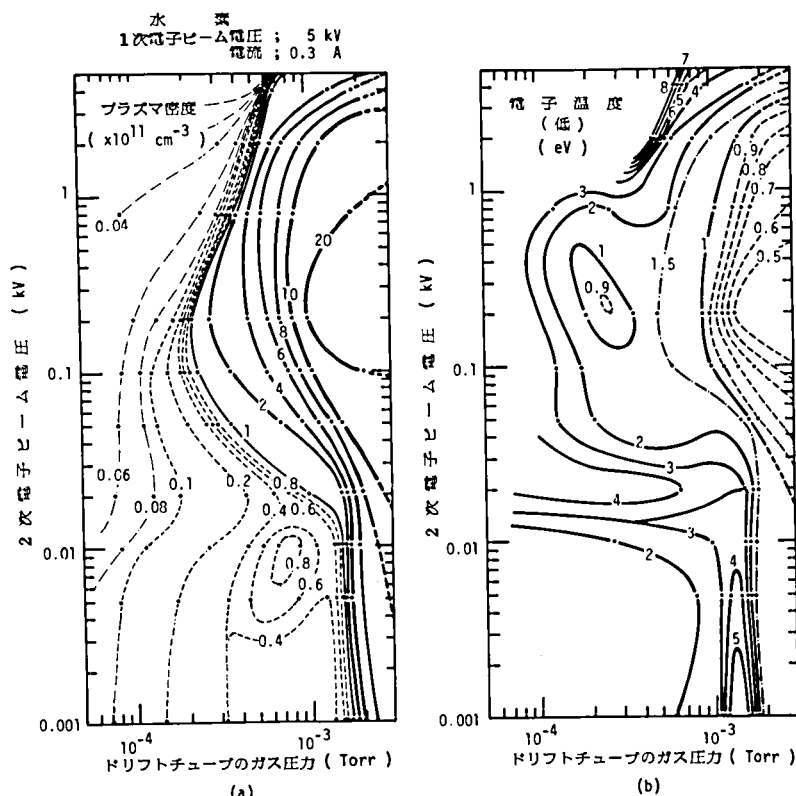


図 4-102. ドリフトチューブ内のガス圧力と2次電子ビーム電圧に対する(a) プラズマ密度および(b) 電子温度。

電子温度は強いビームプラズマ電離が生じる領域の境界線上で高く、その等高線はマイクロ波発振検出力の図に対応しており、電子温度の増加がマイクロ波加熱によるものであることがよくわかる。

図 4-103(a)は、ドリフトチューブ内のガス圧力に対する引き出されるイオン電流を示す。プラズマから引き出し得るイオン電流、すなわち、イオン飽和電流は、プラズマ密度と電子温度の $\frac{1}{2}$ 乗の積に比例する。図で、引き出されたイオン電流値はプラズマ特性にほぼ対応しているが、1つの電子ビームだけによってビームプラズマ電離が起きるような領域、すなわち、2次電子ビーム電圧が0 kVで1次電子ビームだけによってビームプラズマ電離が起きるガス圧力領域が $3 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-3}$ Torrの領域、および2次電子ビーム電圧が0.2 kVで2次電子ビームだけによってビームプラズマ電離が起きるガス圧力領域が $2 \times 10^{-4} \sim 6 \times 10^{-4}$ Torrの領域では、プラズマ密度および電子温度が比較的高いにもかかわらず、それに対応したイオン電流が引き出されていない。この原因は必ずしも明らかではない。一方、1次および2次電子ビームの相乗効果によるビームプラズマ電離が起きる領域においては、効果的なイオンの引き出しが行われている。この領域では多量のプラズマが作られるが、準線形緩和して広いエネルギー範囲に分布する2次電子ビームやマイクロ波加熱によって生じたエネルギーの高いプラズマ電子が有効にイオン引き出し系のイオンの空間電荷を中和し、空間電荷制限が緩和されて、大電流のイオンビームを引き出すことができる。空間電荷制限の緩和は、2次電子ビーム電圧が増すことによっても大きくなる。2次電子ビーム電圧が0 kVのときに引き出されるイオン電流は、約20 mAであり、空間電荷中和のない場合のイオン源の空間電荷制限電流に対応している。2次電子ビーム電圧が0.2 kVではそれに対して約2倍、5 kVで

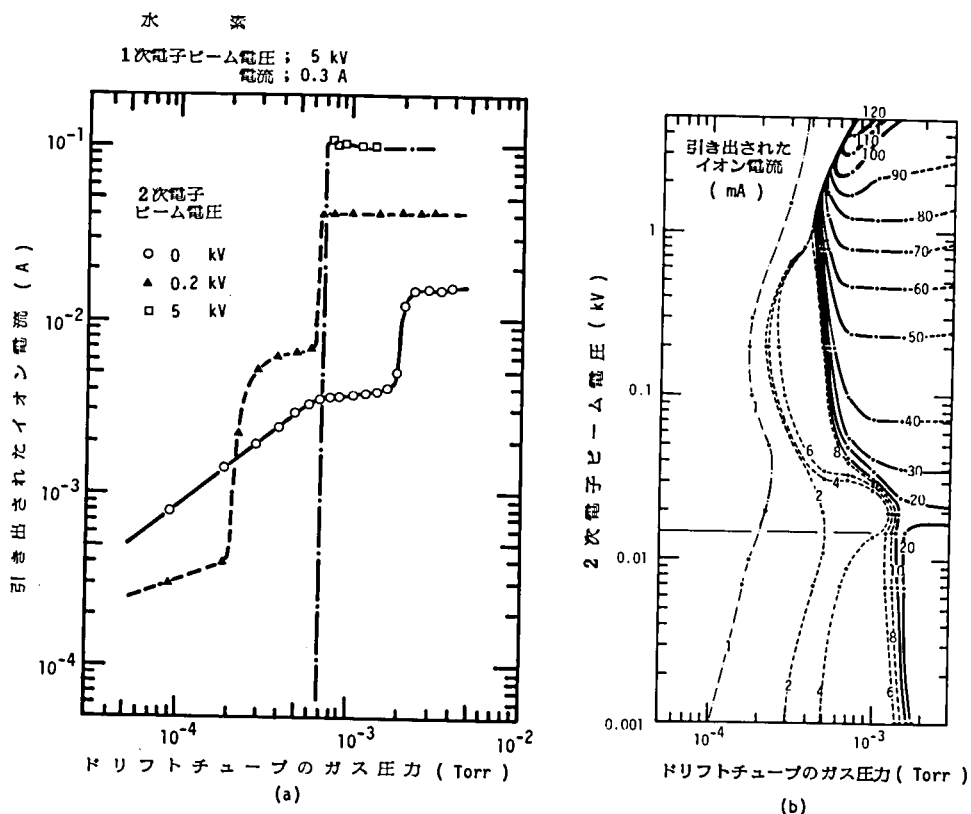


図 4-103. (a) ドリフトチューブ内のガス圧力変化に対する引き出されるイオン電流と
(b) ドリフトチューブ内のガス圧力と 2 次電子ビーム電圧を両軸とし引き出されるイオン電流を等高線状に表わして見易くした図。

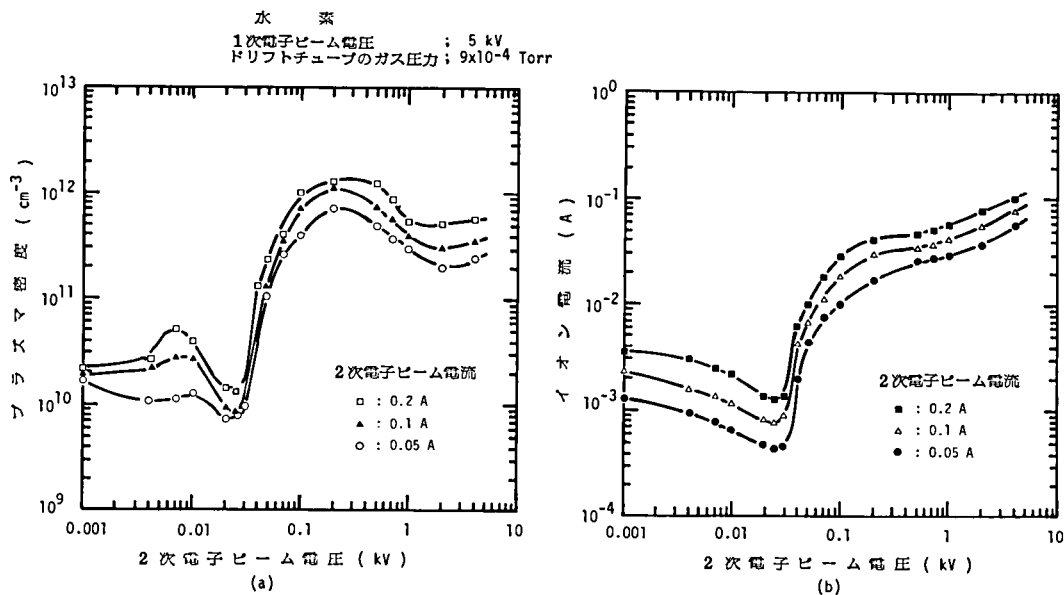


図 4-104. 2 次電子ビーム電圧の変化に対する(a)プラズマ密度および
(b) 引き出されるイオン電流。

は約 5 ～ 6 倍の空間電荷制限の緩和がなされていることがわかる。図 4 - 103(b)は横軸をガス圧力、縦軸を 2 次電子ビーム電圧として、引き出されるイオン電流を等高線状に表わして見易くしたものを示す。この図では、ビームプラズマ電離領域を明瞭に区別でき、3 - 4 - 3 項で示したビームプラズマ電離領域区分図を容易に得ることができる。

イオン源の動作では、ガス効率を良くするためにドリフトチューブ内のガス圧力はできるだけ低い状態で動作させることが望ましい。ビームプラズマ電離領域の境界付近は、ガス圧力が低くて、プラズマ密度も電子温度も高い。この境界付近で 2 次電子ビーム電圧が適当に高ければ、効率よくイオンを引き出すことができ、イオン源の動作条件としては最適である。1 次電子ビームと 2 次電子ビームの相乗効果によるビームプラズマ電離が起きる最低に近いガス圧力の下で、2 次電子ビーム電圧を変化したときのプラズマ密度および引き出されるイオン電流の関係を図 4 - 104 に示す。2 次電子ビーム電圧が電離電圧に近い 20 V 程度までは、ガス圧力が低いためにビームプラズマ電離領域を外れているが、2 次電子ビーム電圧を増して、2 次電子ビームの電離断面積がこのガス圧力で閾値プラズマ密度を作ることができるになれば、ビームプラズマ電離が起き高密度のプラズマが生成される。イオンの引き出しは 2 次電子ビーム電圧が高いほど効果的に行われることが図 4 - 104 (a), (b)からもよくわかる。2 次電子ビーム電圧を変化してビームプラズマ電離を起こすこの方法は、イオン源の動作条件を電氣的に再現性よく高速に行うことができ、イオン源の制御に非常に便利である。

図 4 - 105 は、1 次電子ビーム電圧 5 kV、電流 0.1 A の条件において、ドリフトチューブ内のガス圧力と 2 次電子ビーム電圧を両軸として、水素の原子状および分子状イオン電流の収量を示した図である。この条件におけるビームプラズマ電離領域においては、電子温度が比較的低いために、原子状イオンのプロトン H^+ より分子状の H_2^+ や H_3^+ がより多く引き出されている。前述したように、1 次電子ビームを増して電子温度を高くした条件で動作させればプロトン比は多くなると予想される。

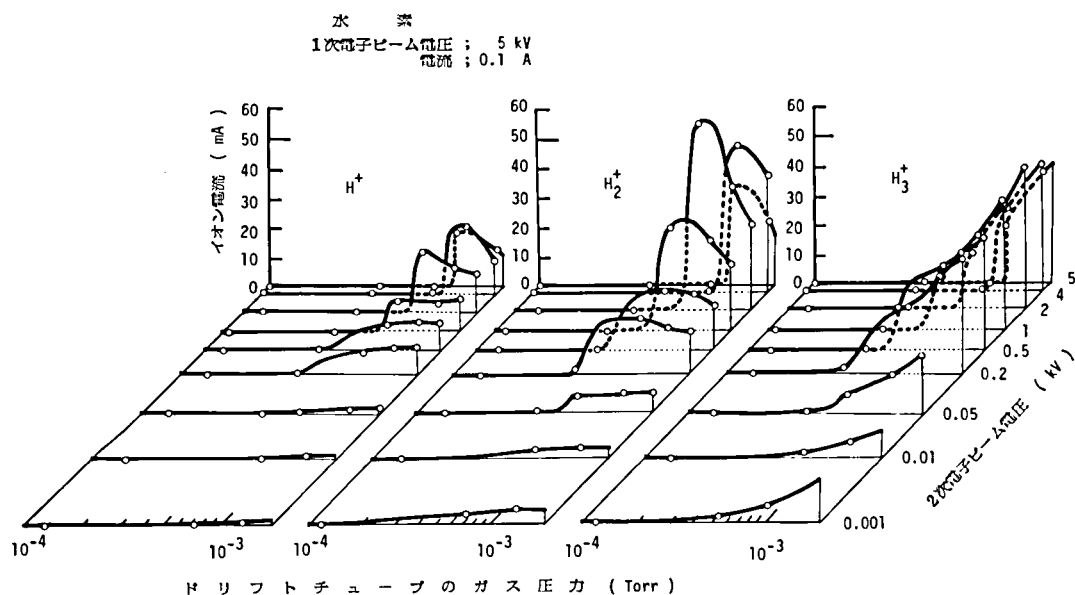


図 4 - 105. ドリフトチューブのガス圧力と 2 次電子ビーム電圧に対応する引き出される原子状および分子状イオン電流。

4-5-5. エネルギー幅

ビームプラズマ形イオン源における電離機構であるビームプラズマ電離では、ビームプラズマ相互作用によって生じたマイクロ波によってプラズマ電子の加熱並びに中性粒子の電離を行う。従って、マイクロ波放電の特徴であるプラズマ電子の選択的加熱によって、電子温度は高いがイオン温度は低いプラズマを生成することができると考えられる。このようなことは、ビームプラズマ形イオン源の多くの動作領域、すなわち、ビームプラズマ相互作用による発振が線形理論領域で説明のできる比較的きれいなマイクロ波発振の生じているような場合について言えることである。強い発振と共に準線形緩和が生じるような非線形理論の適用される動作領域では、イオンプラズマ周波数に近い比較的低い周波数の雑音性発振も同時に観測され、イオン温度の増加やプラズマ電位がそれらの周波数で振動を生じる可能性が出てくる。これらのことは、イオンビームの軸方向のエネルギー分布であるエネルギー幅を測定することによってその概要を知ることができる。

簡単にエネルギー幅を測定するために、扇形質量分離用電磁石で得た質量スペクトルを用いることができる。イオンビームが磁界内でサイクロトロン運動する場合、イオンビームの加速電圧を V 、磁界を B 、イオンビームの回転半径を r_L 、イオンの質量および電荷をそれぞれ m_i および Ze とすると、次式に示す関係がある。

$$r_L = \sqrt{\frac{2m_i V}{Ze}} \cdot \frac{1}{B} \quad (4-14)$$

エネルギー幅を ΔV として、式4-14から次式を得ることができる。

$$\frac{\Delta V}{V} = 2 \frac{\Delta B}{B} + 2 \frac{\Delta r_L}{r_L} \quad (4-15)$$

ここに、 $\Delta r_L / r_L$ は質量分離器のスリット幅による誤差を表わす。式4-15によって質量スペクトルの幅 $\Delta B / B$ からエネルギー幅を求めることができる。図4-106はこのようにして求めた高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源のエネルギー幅を示す。図中の測定誤差としては、質量分離用電磁石のスリット幅によるものや、電源のリプルによるものを合わせて示した。電子ビーム電圧が2 kVのときは、ビームプラズマ相互作用による発振は1次電子ビーム電流が数10 mAから観測され、約300 mAで電子ビームの準線形緩和を始める。測定からもわかるように、特に、準線形緩和するような動作条件から急激にイオンビームのエネルギー幅が増加していることがわかる。1次電子ビーム電流が比

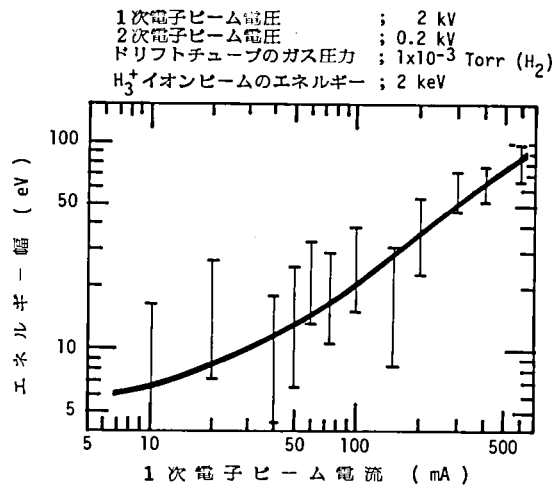


図4-106. 質量スペクトルの半値幅から求めたイオンビームのエネルギー幅。

較的少ない動作条件では、エネルギー幅は 10 eV 以下であり、比較的エネルギー幅の少ないイオン源であると言える。特に、大電流イオンビームを引き出すことを目的として準線形緩和を生じさせるような動作条件では、上述したようなイオン温度の増加、プラズマ電位の高周波振動、プラズマ内の静電位分布の存在等により、エネルギー幅が数 10 eV 程度になることに注意する必要がある。

4-6. 多価イオン源としてのビームプラズマ形イオン源

現在では、多価イオン生成のために、デュオプラズマトロン、PIG 形、電子ビームイオン源(EBIS)、マイクロ波放電形(ECR)などの多価イオン源の研究開発が行われている。多価イオンを用いれば、簡単な加速装置でも価数倍の高い加速エネルギーを持つイオンビームを得ることができるなど、比較的価数の低いイオンでも利用価値が高い。ここでは、数価の多価イオンを得る目的で行った、ビームプラズマ形イオン源の動作原理を用いた多価イオン源の基礎研究について述べる。初めに、電子衝撃簡易形イオン源とビームプラズマ形イオン源の 2 段形の多価イオン源を、次に、遅波回路と電子ビームの相互作用を用いる多価イオン源を、最後に、高エネルギー 2 次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の多価イオン特性を述べる。³⁸⁾

4-6-1. 電子衝撃簡易形イオン源とビームプラズマ形イオン源の 2 段形多価イオン源

ビームプラズマ形イオン源では、エネルギーの高いプラズマ電子が多量に存在して電離効率が高いことから、数価までの多価金属イオンを得るために、あらかじめ構造が簡単なイオン源で 1 価の金属イオンビームを作り、そのイオンビームをビームプラズマ形イオン源のプラズマ生成室であるドリフトチューブへ送り込み、ビームプラズマ電離の生じている空間を走行する間に多価イオンとする、2 段形構造のイオン源を構成することができる。ビームプラズマ電離が起きている空間へ送り込むための 1 価イオンビームを作り出す第 1 段目のイオン源として、セルフ・クロスド・フィールド形イオン源の 1 種類である電子衝撃簡易形イオン源を用いることができる。第 2 段目のビームプラズマ形イオン源では、アルゴンや残留ガス等のキャリアガスを用いてビームプラズマ電離を起こし、エネルギーの高い電子を多量に含む高密度プラズマを生成しておくことにより、第 1 段目のイオン源からのイオンビームを多価電離することができる。ドリフトチューブ内を通過する間に多価イオンとなったイオンビームは、ビームプラズマ形イオン源のイオン引き出し系において、1 次電子ビームの空間電荷によりイオンビームの空間電荷が中和されながら細く絞られた集束性の良いイオンビームとなって引き出される。

1) 電子衝撃簡易形イオン源^{37)~39)}

重イオン、特に、金属イオンを得るには、イオン源を高温で動作させることが必要な場合が多い。従って、構造が簡単で高温動作が可能な電子衝撃形イオン源を筆者らの研究室で開発し改良してきた。イオン源の特徴として、プラズマ生成室を構成する電極の一部をらせん構造とし、その電極に流す加熱電流によって電界に直交する磁界を形成し、高温状態で安定に電離効率のよい PIG 放電状態を得ることができる。直交電磁界はイオン源の電極系そのものから作られることから、セルフ・クロスド・フィールド(self-crossed field)形イオン源と名付けている。⁴⁰⁾ 構造的に外部フィラメントコイル(outer filament coil)形と外部ヘリカルアノード(outer helical anode)形に分けることができるが、ここで用いる電子衝撃簡易形イオン源は前者のイオン源である。

電子衝撃簡易形イオン源においては、図4-107に示すように、磁界はアノードの外側に数回螺旋状に巻いたフィラメントコイルに電流を流すことによって作られる。中心軸上においたパイプ状のアノードにより直交電磁界を形成する。電離したい物質は、パイプ状のアノードに入れて、電子衝撃およびフィラメントからの輻射熱によって加熱蒸気化する。蒸気化した物質は、直交電磁界中において有効飛行距離が増大した電子による衝撃によって効率よく電離される。構造が極めて簡単で、かつ、プラズマ生成室全体を1,200℃以上の高温状態で動作させることが可能である。従って、高温動作によって蒸気圧の低い金属単体を蒸気化して電離し、質量スペクトルのきれいな金属イオン電流を引き出すことも容易である。

図4-108には、このイオン源の基本特性として、窒素およびヘリウムガス圧力に対するイオン電流の関係を示す。 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ Torrのガス圧力において150 μA 以上のイオン電流が得られている。また、窒素イオン電流が60 μA のときの、規格化エミッタンスおよび輝度は、それぞれ 1.9×10^{-8} rad $\cdot\text{m}$ および 3.5×10^{10} A $\cdot\text{rad}^{-2}\cdot\text{m}^{-2}$ である。図4-109にこのときのエミッタンス図を示す。イオン源のプラズマ生成室内で金属を蒸気化したとき、金属蒸気の壁面への蒸着を防止するためには、プラズマ生成室壁面の温度を十分高温に保つ必要がある。図4-110には、フィラメントおよび外部加熱コイル電流による中央アノードパイプとプラズマ生成室壁面の温度を示す。図から1,200℃以上の高温動作が可能である

ことがわかる。プラズマ生成室壁面を高温に保ちながら、金属の一例として、インジウムを用いてイオンを引き出したときのアノード電流に対するインジウムイオン電流の関係を図4-111に示す。金属においても、100 μA 以上のイオン電流を得ることができる。図4-112にインジウムの質量スペクトルを示す。イオン源が高温動作可能であることにより、金属単体を蒸気化することができるため、質量スペクトルに他の元素成分がなく極めてきれいなイオンビームを得ることができる。このようなイオンビームでは、必ずしも質量分離しなくても、単一成分による金属イオンビームを得ることも可能である。

ii) 2段形多価イオン源の構造と動作原理

図4-113 (a)にビームプラズマ電離を積極的に用いた2段形の多価イオン源の構造を示す。また、図4-113 (b)にはビームの中心軸に沿った電位分布を示す。図中イオン源領域にある電子衝撃簡易形イオン源のプラズマ生成室から引き出された1価イオンが、このイオン源の引き出し電圧 V_{ex} によって加速さ

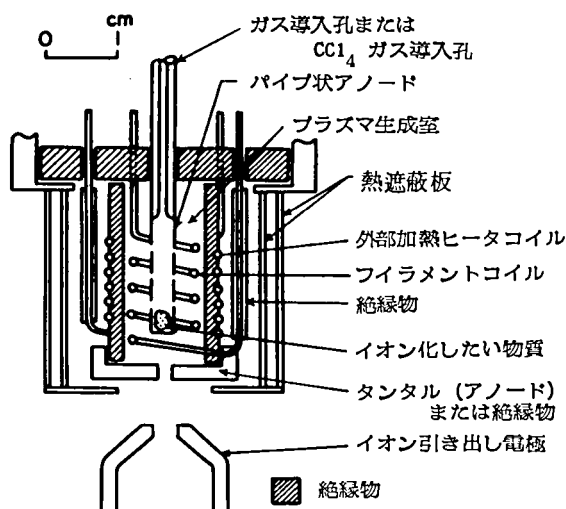


図4-107. 電子衝撃簡易形イオン源の構造図。

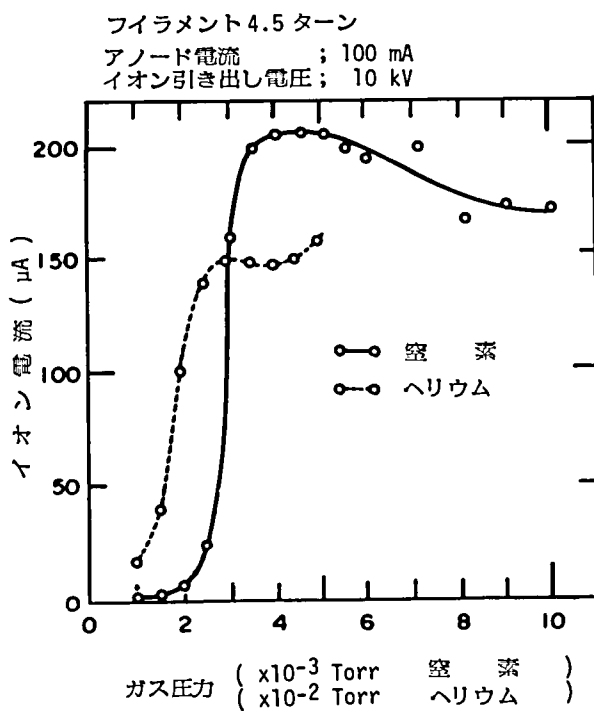


図 4-108. 窒素およびヘリウムガス圧力に対するイオン電流の関係。

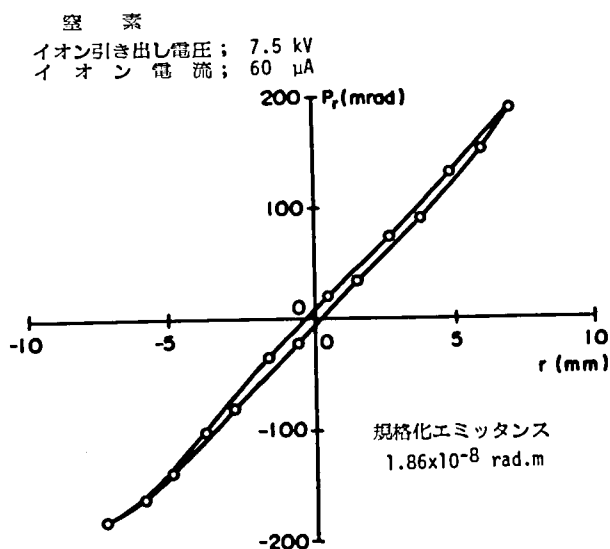


図 4-109. エミッタンス図。

れ、引き出し孔を通過してビームプラズマ形イオン源の領域であるドリフトチューブ内へと進む。ドリフトチューブの電位は、電子衝撃簡易形イオン源の引き出し電極の電位より高くするが、そのプラズマ生成室の電位よりわずかに低くする。このようにしておけば、電子衝撃簡易形イオン源からのイオンは速度が減速された状態でドリフトチューブに入射するため、イオンの走行時間を長くとることができる。ドリフトチューブは細長いパイプ状の金属で作られ、回りには集束用の磁界を発生するソレノイドがあり、この領域でビームプラズマ相互作用によるビームプラズマ電離を起こさせる。一方、円筒状カソード電極からの電子は、ドリフトチューブの電位 V_d によって加速され、ドリフトチューブ上端の減速電圧によって減速される。この電位分布はドリフトチューブ端でのプラズマの急激な不連続性を作り、強いビームプラズマ相互作用を生じさせるために極めて重要である。この電位分布は、また、ドリフトチューブ内を走行するイオンの速度を減速するためにも役立っている。ビームプラズマ電離によって生成された高密度のプラズマにより、ドリフトチューブ内を走行するイオンは、効果的に電子を剥ぎ取られ、アノードへ向かって進む。多価となったイオンはさらにドリフトチューブとカソードとの電位差によって加速され、カソード円筒を通過して質量分離部へと進む。ドリフトチューブ、アノード電極、カソード電極を通過する際、イオンは電子ビームの作る負の電位の谷に捕捉されて集束性のよいイオンビームとなって電子ビームの進む方向と反対方向へ進行する。このようにして、良質のエミッタンスを持つイオンビームが形成される。

このイオン源は以下に示す原理によって動作

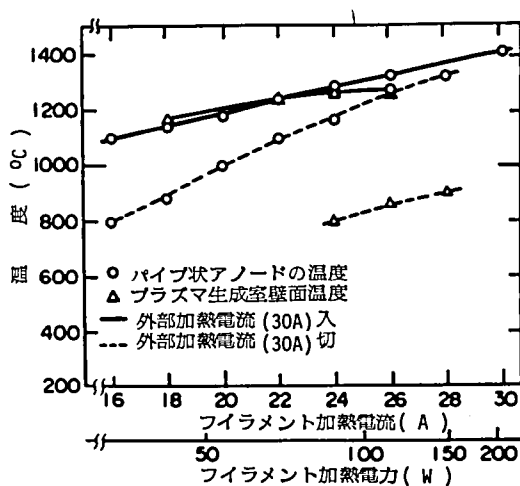


図 4-110. フィラメントおよび外部加熱コイル電流による中央アノードパイプとプラズマ生成室壁面温度。

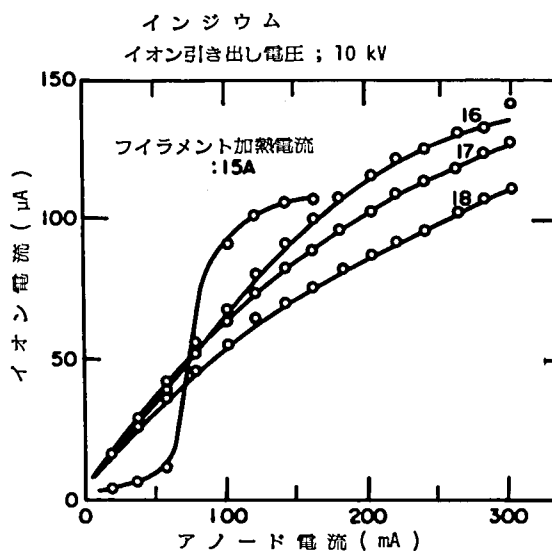


図 4-111. アノード電流に対するインジウムイオン電流。

する。電子衝撃簡易形イオン源から引き出された1価イオンがビームプラズマ領域に入射すると、その内のいくつかのイオンがビームプラズマ電離によって作られた高密度の高エネルギー電子によって電離され、2価イオンが作られる。電離過程における運動量の変換量は、電子衝撃簡易形イオン源から加速されて走行してきたイオンビームの運動量に比べて小さいので、2価になったイオンはドリフトチューブの軸に沿って進み続け、さらに高い価数のイオンに電離されていく。イオンから電子が剥ぎ取られるに要する平均時間は、イオンビームがドリフトチューブ内を走行する時間より少なくてはならない。従って、多価電離に必要なドリフトチューブの長さに関して次式に示す関係式が得られる。⁴¹⁾

インジウム
イオン引き出し電圧；10 kV

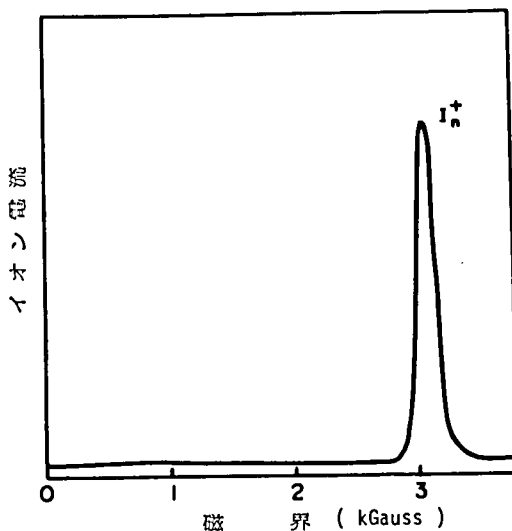


図4-112. インジウムの質量スペクトル。

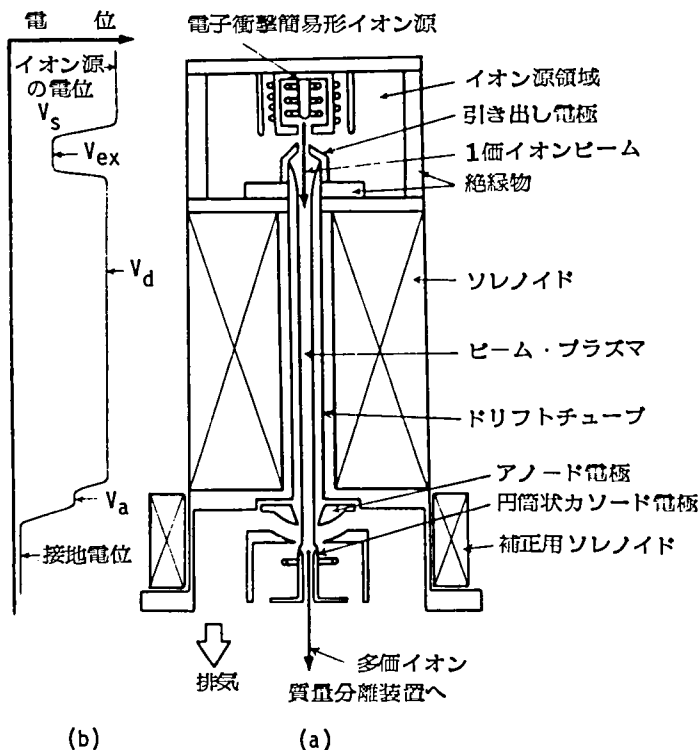


図4-113. (a) 2段階多価イオン源の原理構造図，
(b) ビームの中心軸に沿つての電位分布。

$$\ell_{Z_1 \rightarrow Z_2} = \frac{1}{n_e} \left[\frac{Z_1 \cdot m_e (V_s - V_d)}{m_i \cdot T_e} \right]^{1/2} \sum_{k=Z_1}^{Z_2} \frac{1}{\sigma_{k \rightarrow k+1}} \quad (4-16)$$

ここに, $\frac{Z_1 \cdot m_e (V_s - V_d)}{m_i \cdot T_e} \ll 1$ とする。

- $\ell_{Z_1 \rightarrow Z_2}$: Z_1 価から Z_2 価のイオンとするために必要なドリフトチューブの長さ (m)
 n_e : エネルギーの高いプラズマ電子の密度 (m^{-3})
 m_i : イオンの質量 (kg)
 m_e : 電子の質量 (kg)
 Z_1 : 入射イオンの価数
 Z_2 : 多価電離されたイオンの価数
 $V_s - V_d$: ドリフトチューブを走行するイオンの加速電圧 (eV)
 T_e : エネルギーの高いプラズマ電子の平均電子温度 (eV)
 $\sigma_{k \rightarrow k+1}$: k 価のイオンが $k+1$ 価になるときの電離断面積 (m^2)

上式は 1 個ずつの電子を順次電離してゆくときの電離断面積を測定する際に, Dolder が用いた式⁴¹⁾を変形したものである。ビームプラズマ電離では, 1 次電子による電子密度の $10^2 \sim 10^3$ 倍のプラズマ電子密度を得ることができ, また, プラズマ中で高いエネルギーを持つ電子の電子温度は $10 \sim 100$ eV 程度であることが種々のビームプラズマ相互作用に関する実験で報告されている。今, $Z_1 = 1$, $Z_2 = 2$, $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($= 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), イオンの質量数 100, $\sigma_{1 \rightarrow 2} = 10^{-21} \text{ m}^2$ (10^{-17} cm^2), $T_e = 100$ eV, $V_s - V_d = 500$ eV として, 2 価イオンを得るために必要なドリフトチューブの長さを計算すると, $\ell_{1 \rightarrow 2} \cong 50 \text{ cm}$ となる。これはイオン源の寸法として無理のない値である。もし, 電子密度が 1 次電子ビームだけから成るような場合には, ドリフトチューブの長さは, この計算値の $10^2 \sim 10^3$ 倍の長さを必要とし, イオン源の寸法として適当でなくなる。

iii) 特 性

強いビームプラズマ相互作用を得るためには, 電子衝撃簡易形イオン源の引き出し電極の電位を, ドリフトチューブの電位より $1 \sim 2$ kV 以上低くしなければならない。動作状態において高周波アンテナプローブをビームプラズマ相互作用領域に挿入し, プローブからの信号をスペクトラムアナライザーで観測した。図 4-114 にその雑音性発振スペクトルの観測例を示す。中心周波数が 550 MHz, スペクトル幅が約 140 MHz である。高周波の振幅はドリフトチューブと電子衝撃簡易形イオン源の引き出し電極間の電位差を大きくすると増加する。ビームプラズマ相互作用による発振の周波数がプラズマ周波数に近いとすれば, 観測周波数の 550 MHz に対してプラズマの電子密度は約 $3.5 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$ ($= 3.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$) と計算される。この値は動作条件である電子ビーム電圧 8.5 kV, 電流密度 $16 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ のときの電子ビームによる電子密度に対し約 10^2 倍大きい。

図4-115には、2段階多価イオン源の質量スペクトルを示す。図4-115(a)では電子衝撃簡易形イオン源を動作しないで、ビームプラズマ電離によって残留ガスだけを電離しプラズマを生成した場合の引き出されたイオンのスペクトル図である。このスペクトルの中には、 N_2^+ 、 O_2^+ 、 N^+ 、 O^+ などのイオンが含まれている。図4-115(b)には、ドリフトチューブ内でビームプラズマ電離を起こしていない状態で、電子衝撃簡易形イオン源からの In^+ イオンビームが引き出されたときのスペクトル図を示す。ほぼインジウム1価だけのスペクトルしか現われていない。図4-115(c)では、電子衝撃簡易形イオン源の1価イオンの電離と、それに続くイオンビームのビームプラズマ電離による多価電離の合成によって、 In^{2+} イオンが生成されている様子がわかる。この程度の比較的

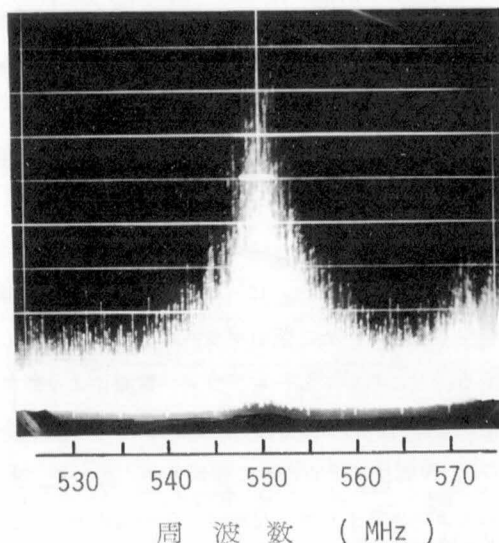


図4-114. ビームプラズマ相互作用の不安定性により生じた雑音性の高周波スペクトル。電子ビームの条件は電圧 $V_a = 6 \text{ kV}$ 、 $V_d = 8.5 \text{ kV}$ 、電流 16 mA である。

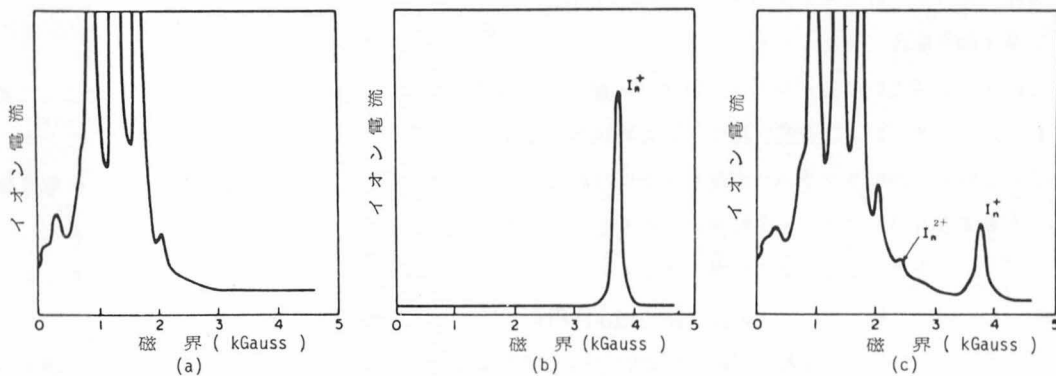


図4-115. (a)電子衝撃簡易形イオン源が動作していない場合の残留ガスをビームプラズマ電離したときのイオンの質量スペクトル、
(b)ビームプラズマ電離を起こしていない場合に、電子衝撃簡易形イオン源だけを動作してインジウムイオンを発生させたときの質量スペクトル、
(c)2段階多価イオン源を完全に動作させたときの質量スペクトル。
動作条件は $V_s = 15 \text{ kV}$ 、 $V_{ex} = 8 \text{ kV}$ 、 $V_d = 10 \text{ kV}$ 、 $V_a = 7 \text{ kV}$ で電子ビーム電流は 20 mA である。

低い密度のプラズマ電子によっても多価イオンが生成されることから、ビームプラズマ電離領域において高いエネルギーを持った十分高い密度のプラズマ電子を生成することができれば、高密度の多価イオンビームを得られることが期待できる。

4-6-2. ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を用いた遅波回路内蔵形ビームプラズマ形多価イオン源に関する考察

多価イオンを生成するためには、多価電離にあずかるエネルギーの高い電子がプラズマ生成室内に数多く存在しなければならない。ビームプラズマ形イオン源の通常の動作条件においては、ビームプラズマ相互作用を生じさせるために閾値プラズマ密度を必要とし、プラズマ生成室を 10^{-3} Torr 程度のガス圧力で動作する。ところが、ビームプラズマ電離のようにプラズマ電子中の高いエネルギーを持ったものによって電離が主に行われるような系では、プラズマ生成室の電子温度は、ガス圧力によってほぼ決まるため、数 eV ~ 10 eV 程度に限られることが多い。従って、多価電離を効率よく行うことのできる電子温度の高い多量のプラズマ電子を得るために、より低いガス圧力でビームプラズマ電離と同様な電離状態を生じさせることが望ましい。また、低いガス圧力で電離を行えば、多価イオンの再結合による消滅も少なくなり、多価イオン源として好都合である。多価電離にあずかるエネルギーの高いプラズマ電子を多量に作るには、ビームプラズマ電離の基本的な電離作用であるマイクロ波放電を利用するのが効果的である。そのマイクロ波電力を低いガス圧力でも十分に生じさせるため、原理的にはビームプラズマ形イオン源のプラズマ生成室であるドリフトチューブ内に、らせんのような遅波回路を導入し、電子ビームと遅波回路の能動結合を積極的に利用する多価イオン源を考えることができる。ここでは、このような動作原理を用いた多価イオン源の可能性について考察を加える。

1) 基本動作原理

このイオン源におけるビーム・プラズマ・遅波回路相互作用は、能動結合を生じる組み合わせとして考えれば、プラズマおよび遅波回路によって構成される系と電子ビームとの相互間の作用と考えることができる。この系におけるプラズマ密度が十分低ければ、プラズマ・遅波回路系は遅波回路だけとして取り扱うことができるが、プラズマ密度が高くなりプラズマ周波数が考えている相互作用の周波数に近くなれば、プラズマが存在することによる影響が著しく効いてくる。このイオン源では、マイクロ波を生じさせるために、基本的には電子ビームと遅波回路の相互作用を利用するとして動作原理を考察する。

電子ビームとプラズマ・遅波回路の能動的な相互作用による高周波またはマイクロ波発振には、図 4-116 に示すように後進波形と進行波形の 2 種類を利用することができる。後進波形では、プラズマ・遅波回路上で負の群速度を持つ空間高調波と電子ビーム上の空間電荷波との結合により、高周波のエネルギーが電子ビームの進む方向と逆方向に進み、特別の帰還回路を必要としないで発振を生じさせることができる。この相互作用では、発振周波数は電子ビーム電圧を変えることにより変化させることができるため、条件設定が容易である。一方、進行波形では、プラズマ・遅波回路上の基本波を電子ビームと同位相にしておけば、電子ビーム上の空間電荷波と広い周波数帯域で増幅特性を持たせることができる。特定の周波数で発振させようとする場合には、周波数選択性のある正帰還回路を挿入することによって行うことができる。この場合、高周波エネルギーは、電子ビームの進む方向に進行する。これらの相互作用によって生

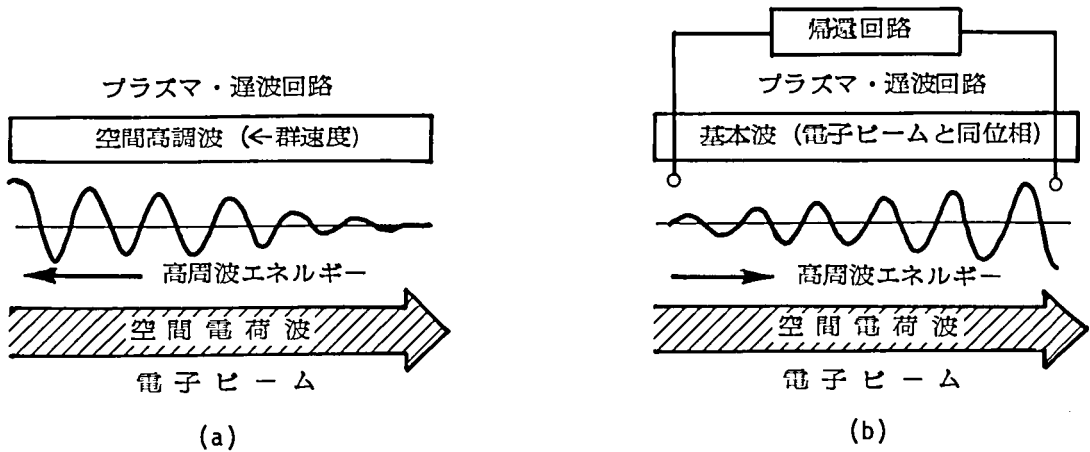


図 4-116. 電子ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用による(a)後進波形発振(b)進行波形発振。

じる高周波，またはマイクロ波発振電力は，電子サイクロトロン共鳴吸収過程等のエネルギー変換過程によってプラズマ電子に吸収され，高いエネルギーを持ったプラズマ電子が多量に作られる。

このようなマイクロ波放電によって作られたプラズマからイオンを引き出す場合，発振形態によって次に示すような方法が考えられる。後進波形発振を用いる場合には，交流エネルギーの進む方向が電子ビームの進む方向と逆になるため，発振振幅の最も大きな位置は電子ビームの入射部分である。電子ビーム・遅波回路相互作用領域には，高周波の遮蔽効果のあるプラズマの密度はあまり高くない方が良いため，電子ビームの入射位置近くに，サイクロトロン共鳴吸収を行わせマイクロ波放電を起こさせるプラズマ生成室を設置することが望ましい。従って，図 4-117(a)に示すように，イオンの引き出しはビームプラズマ形イオン源と同様に同筒形カソードを用いて，電子ビームによるイオンの空間電荷中和作用を利用しながら集束性のよいイオンビームを引き出すことができる。一方，進行波形発振を用いる場合には，交流エネルギーは電子ビームの進む方向に進行し，ビーム終端において発振振幅は最も大きいため，図 4-117(b)に示すようにビーム終端にマイクロ波放電を生じさせるプラズマ生成室を作り，そこからイオンを引き出すことが望ましいと考えられる。

ii) ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用

ビーム・プラズマ・遅波回路系の遅波回路として，シースラ旋を考える。シースラ旋の半径は a で， z 方向に無限に長く，軸に垂直な平面に対して ϕ の角度の方向にだけ完全導電性を示し，他の方向には導電性は全くないものとする。⁴²⁾ 初めに，簡単化のために，磁界を無視した系について考えてみる。このときプラズマは全空間に密度 n_i で一様に分布している完全電離冷プラズマであり，電子ビームは z 方向に速度 v_b を持ち一様に分布しているものとする。総ての量は $e j n \theta e^{j(\omega t - \beta z)}$ で変化し，小振幅理論が適用できるとすれば，図 4-118 に示すような系の分散関係は次式で与えられる。

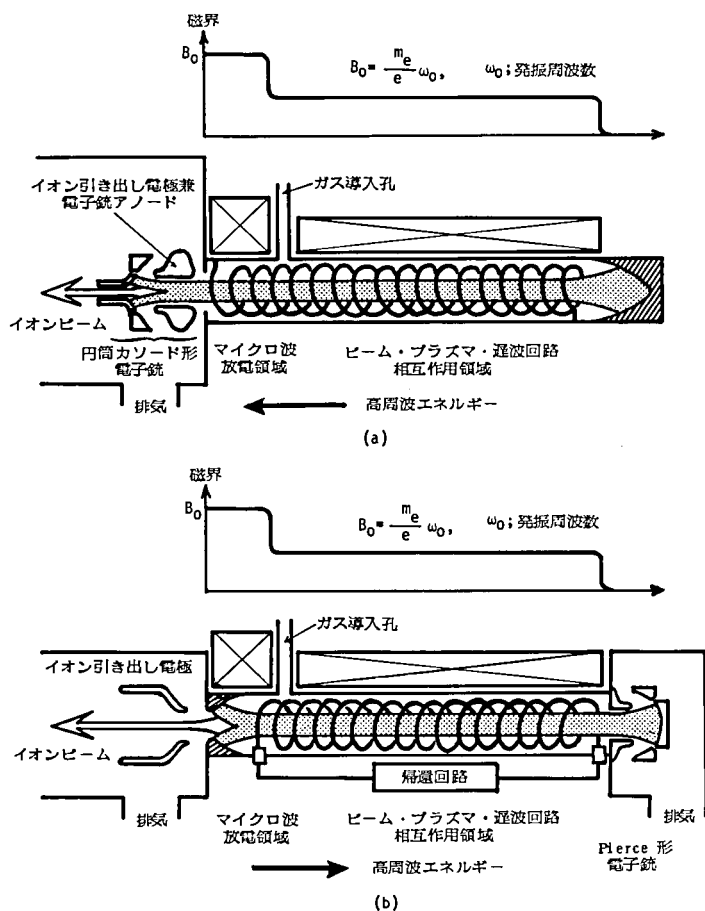


図 4-117. (a)後進波形および(b)進行波形発振を利用したイオン源からのイオン引き出し。

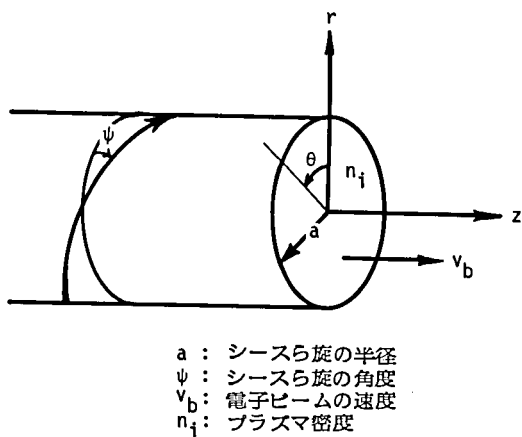


図 4-118. ビーム・プラズマ・遅波回路系。

$$\ln(r_0 a) \text{Kn}(r_0 a) \left\{ 1 - \frac{n\beta a}{(r_0 a)^2} \cot \psi \right\}^2 + \ln'(r_0 a) \text{Kn}'(r_0 a) \frac{(ka)^2 K^0}{(r_0 a)^2} \cot^2 \psi = 0. \quad (4-17)$$

$$\text{ここに, } (r_0 a)^2 = (\beta a)^2 - (ka)^2 K^0.$$

$$K^0 = 1 - \frac{\omega_{po}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - \beta v_0)^2}. \quad (4-18)$$

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (c \text{ は光速}).$$

であり、 \ln および Kn はそれぞれ第 1 種および第 2 種の n 次ベッセル関数を表わし、 \ln' および Kn' はそれぞれの関数の微分したものを表わす。

いま、電子ビームを無視したプラズマ・遅波回路系の分散式は、式 4-18 において K^0 を次式に与える形に換えることによって得られる。

$$K = 1 - \frac{\omega_{po}^2}{\omega^2}. \quad (4-19)$$

図 4-119 には、プラズマ密度 1.0^{11} cm^{-3} 、ら旋半径 0.3 cm 、 $\cot \psi = 5.0$ の条件におけるプラズマ・遅波回路系の分散図を示す。図中、破線で表わした直線は、ベッセル関数を近似して得られる次式の分散関係を示す。

$$\left(\frac{\beta a}{\cot \psi} - n \right)^2 = (ka)^2 - (k_{po} a)^2. \quad (4-20)$$

ここに、 $k_{po} = \omega_{po}/c$ である。図の中央の斜線部は開放構造に起因する禁制帯である。また、 $k_{po} a$ 以下の斜線はプラズマ周波数以下で定常的な波の存在し得ない領域であり、プラズマが存在するために現われる特徴的な禁制帯である。図 4-119 に次式で与えられる電子ビームの空間電荷波を加えることにより、電子ビームとプラズマ・遅波回路系の相互作用が起きる領域を知ることができる。

$$\omega - \beta v_b \cong \pm \omega_{pb}. \quad (4-21)$$

電子ビームに乗った空間電荷波が、プラズマ・遅波回路系の $n=0$ の 0 次モードの波とほぼ重なるような電子ビームの条件にすれば、プラズマ周波数以上の周波数において前進波形の能動結合が生じる。また、 $n=-1$ の -1 次モードの波と結合すれば、電子ビーム電圧によって決まるプラズマ周波数以上の相互作用周波数付近において後進波形の能動結合が生じる。式 4-17 のビーム・プラズマ・遅波回路系の分散関係に近似を用いて、次式に示すような近似分散関係を得ることができる。

$$\left(\frac{\beta a}{\cot \psi} - n \right)^2 = (ka)^2 - (k_{po} a)^2 - \frac{(ka)^2 (k_{pb} a)^2}{(ka - \beta a v_{bn})^2}. \quad (4-22)$$

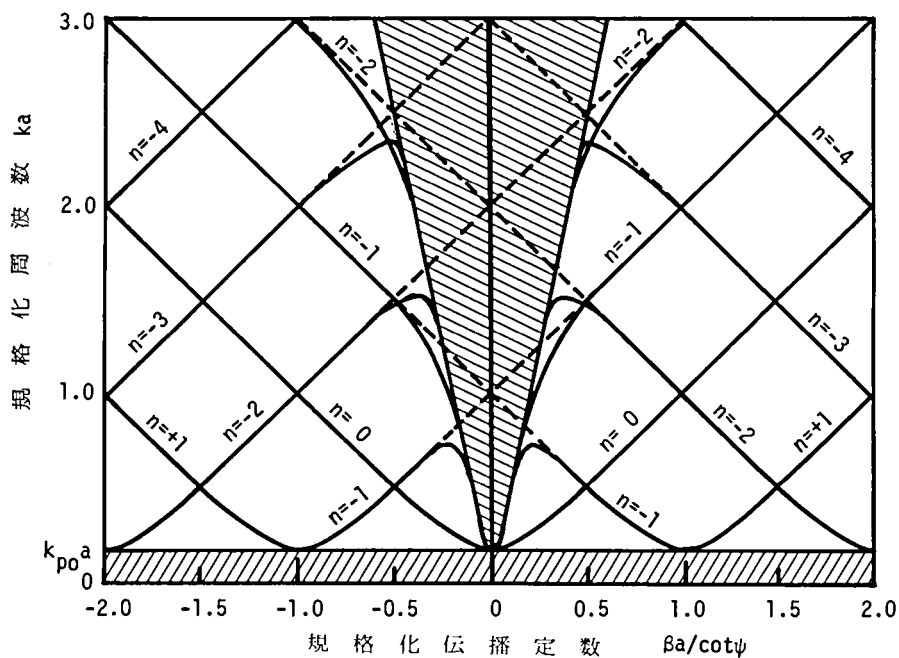


図 4-119. プラズマ・遅波回路系の分散図。ただし、プラズマ密度 10^{11} cm^{-3} 、 $\cot \psi = 5.0596$ である。

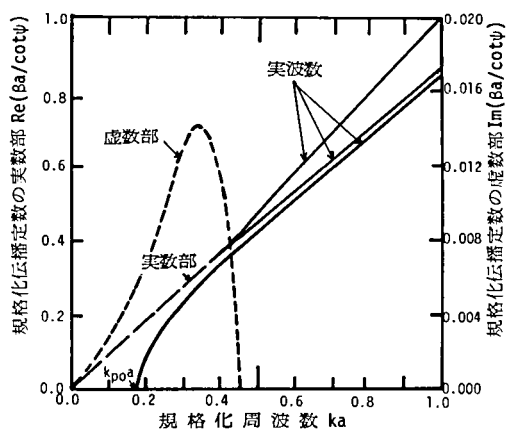


図 4-120. 0 次ビーム・プラズマ・遅波回路系近似分散図。ただし、プラズマ密度 10^{11} cm^{-3} 、電子ビーム電圧 14 kV、電流密度 424 mA cm^{-2} 、ら旋半径 0.3 cm、 $\cot \psi = 5.0596$ である。

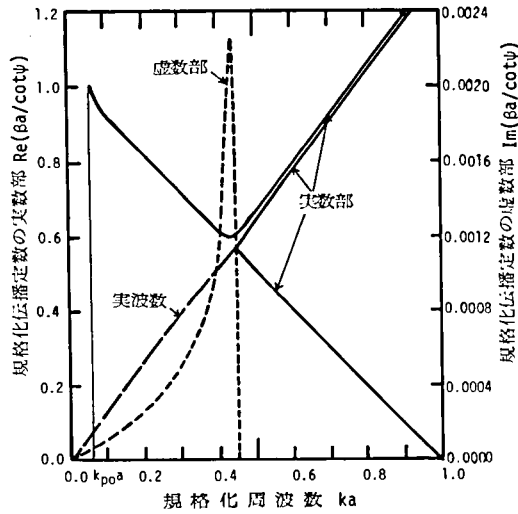


図4-121. -1次ビーム・プラズマ・遅波回路系近似分散図。ただし、電子ビーム電圧6kV以外の条件は図4-120と同じである。

ここに、 $k_{pb} = \omega_{pb}/c$ 、 $v_{bn} = v_b/c$ を表わす。

上式を用いて、0次ビーム・プラズマ・遅波回路系の進行波形能動結合の近似分散図を図4-120に、また、-1次ビーム・プラズマ・遅波回路系の後進波形能動結合の近似分散図を図4-121に示す。これらの能動結合は、3-2-3項で述べた不安定性判別法を用いることにより、前進波形のものは対流的不安定性を示し、進行波形のものは絶対不安定性を示すことがわかる。

いま絶対不安定性の強さを示す複素周波数の虚数部の値を解析的に求めるために、電子ビームによる影響が小さいものと仮定して、-1次ビーム・プラズマ・遅波回路系の相互作用領域近傍における分散関係を求めれば次式を得る。

$$\left(\beta a - \frac{ka}{v_{bn}}\right)^2 (\beta a - \beta_0 a(ka)) = \beta_e^3 C^3 \quad (4-23)$$

$$\text{ここに、} \quad \beta_0 a(ka) = \left[\left\{ (ka)^2 - (k_{po}a)^2 \right\}^{1/2} - 1 \right] \cot \psi \quad (4-24)$$

である。また、式4-23の右辺の結合係数Cを含んだ項は、プラズマ・遅波回路系の分散関係における波と電子ビームに乗った空間電荷波との交点により求められる周波数 $k_1 a$ や波数 $\beta_1 a$ の近似値を代入して、次式のように評価することができる。

$$\left. \begin{aligned} \beta_e^3 C^3 &= - \frac{(k_1 a)^2 (k_{pb} a)^2 \cot^2 \phi}{2(\beta_1 a + \cot \phi) v_{bn}^2} \quad \circ \\ \frac{\beta_1 a}{\cot \phi} &= \frac{-1 + \{ (v_{bn} \cdot \cot \phi)^2 - (k_{po} a)^2 \{ 1 - (v_{bn} \cdot \cot \phi)^2 \} \}^{1/2}}{1 - (v_{bn} \cdot \cot \phi)^2} \quad \circ \end{aligned} \right\} \quad (4-25)$$

$$k_1 a = \beta_1 a v_{bn} \quad \circ$$

式 4-23 を用いて、絶対不安定性を示す鞍形点の複素規格化周波数は次式で与えられる。

$$k_s a = k_1 a + \mathcal{Q}_s \beta_e C v_p \quad \circ \quad (4-26)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{Q}_s &= \frac{3}{4^{1/3} (1 + v_p / v_{bn})} \left(-\frac{1}{2} - j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) \quad \circ \\ v_p &= - \left[\frac{\partial \beta_0 a (ka)}{\partial (ka)} \right]_{ka = k_1 a} = - \frac{\{ (k_1 a)^2 - (k_{po} a)^2 \}^{1/2}}{k_1 a \cdot \cot \phi} \quad \circ \end{aligned} \right\} \quad (4-27)$$

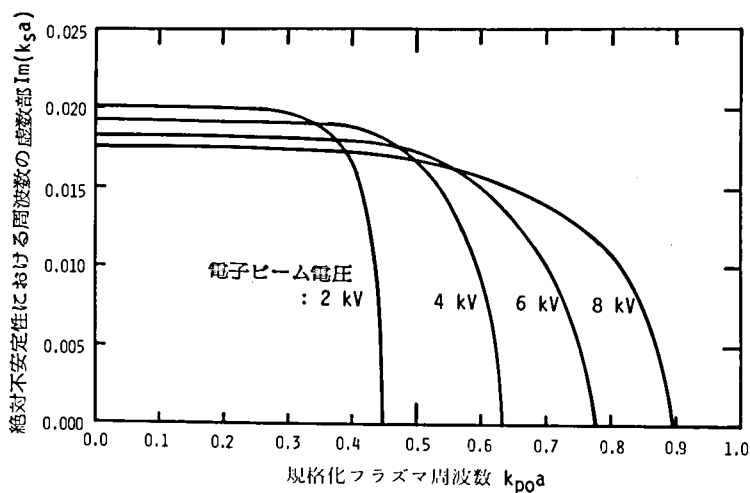


図 4-122. 一1次ビーム・プラズマ・遅波回路系の絶対不安定性における規格化プラズマ周波数に対する複素規格化周波数の虚数部の関係。
ただし、電子ビーム電流密度 424 mA cm^{-2} 、ら旋半径 0.3 cm 、 $\cot \phi = 5.0956$ であり、電子ビーム電圧は 2, 4, 6 および 8 kV の場合を示す。

図 4-122 には絶対不安定性における周波数の虚数部がプラズマ密度を変化したときにどのように変化するかを示す。周波数の虚数部の値は、プラズマ密度、すなわち、プラズマ周波数が小さい場合にはほとんど一定であるが、プラズマ密度が増加するに従って急速に減少し、ついに零となって絶対不安定性がなくなる。プラズマのない場合における相互作用規格化周波数 ka は、電子ビーム電圧 2, 4, 6 および 8 kV に対してそ

れぞれ 0.31, 0.39, 0.44 および 0.47 であるから、これらの周波数より少し高いプラズマ周波数で、絶対不安定性の強さを表わす周波数の虚数部が減少することがわかる。しかも、電子ビーム電圧が高いほど、プラズマ密度の増加に対して周波数の虚数部が減少する位置が遅く有利である。また、周波数の虚数部の値は、式 4-26 からわかるように、電子ビーム電流の $1/3$ 乗に比例する。ビーム・プラズマ・遅波回路系における後進波形相互作用の絶対不安定性の周波数の虚数部のプラズマ密度依存性と、第 3 章 3-2 節に示したビームプラズマ相互作用の絶対不安定性の周波数の虚数部のプラズマ密度依存性を比較すれば、前者は次に示すような特徴を持っている。すなわち、ビームプラズマ相互作用では発振開始に必要な閾値プラズマを要するために、プラズマ生成室内を $10^{-4} \sim 10^{-3}$ Torr 程度 of ガス圧力にしなければならないのに対して、ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用では、プラズマ密度の低い領域でビーム・遅波回路相互作用が積極的に生じるため、多価イオン生成に適した低いガス圧力でマイクロ波発振を生じさせ、マイクロ波放電によるプラズマ生成を行うことができる。一方では、プラズマ密度が高くなれば電子ビームと遅波回路の波相互間の能動結合を弱くする傾向にあるため、ビーム・遅波回路相互作用領域においては高密度プラズマの生成は難しい。従って、イオン引き出し口付近において、発振により生じたマイクロ波を集中的にサイクロトロン吸収させて高密度のプラズマを生成することが望ましい。

ビーム・プラズマ・遅波回路系に磁界が存在するときの分散関係は極めて複雑になるため、電子ビームを省いたプラズマ・遅波回路(シースら旋)系の 0 モードの分散を求めれば、次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \left[\{ (p_1 a)^2 I_0(p_1 a) K_0(p_1 a) - (p_2 a)^2 I_0(p_2 a) K_0(p_2 a) \} \right. \\ & \left. + \{ I_1(p_1 a) K_1(p_1 a) - I_1(p_2 a) K_1(p_2 a) \} (ka)^2 K_{||} \cot^2 \psi \right] \cdot \Lambda \\ & + \frac{K_{\perp}}{K_{||}} (p_1 a)^2 (p_2 a)^2 \left[\{ I_0(p_1 a) K_0(p_1 a) - I_0(p_2 a) K_0(p_2 a) \} \right. \\ & \left. + \left\{ \frac{I_1(p_1 a) K_1(p_1 a)}{(p_2 a)^2} - \frac{I_1(p_2 a) K_1(p_2 a)}{(p_1 a)^2} \right\} (ka)^2 K_{||} \cot^2 \psi \right] = 0 \end{aligned}$$

ただし、

$$(4-28)$$

$$\Lambda = -(\beta_a)^2 + (ka)^2 K_{\perp}$$

$$\begin{aligned} p_1^2 = \frac{1}{2} \left[-A \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} + 1 \right) + \frac{k^2 K_x^2}{K_{\perp}} + \left\{ \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} - 1 \right)^2 \beta^4 - 2 \left(k^2 K_{\perp} \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} - 1 \right)^2 \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{K_{\perp}}{K_{\perp}} + 1 \right) \frac{k^2 K_x^2}{K_{\perp}} \right\} \beta^2 + \left\{ k^2 K_{\perp} \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} - 1 \right) - \frac{k^2 K_x^2}{K_{\perp}} \right\}^{1/2} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_2^2 = \frac{1}{2} \left[-A \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} + 1 \right) + \frac{k^2 K_x^2}{K_{\perp}} - \left\{ \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} - 1 \right)^2 \beta^4 - 2 \left(k^2 K_{\perp} \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} - 1 \right)^2 \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} + 1 \right) \frac{k^2 K_x^2}{K_{\perp}} \right\} \beta^2 + \left\{ k^2 K_{\perp} \left(\frac{K_{||}}{K_{\perp}} - 1 \right) - \frac{k^2 K_x^2}{K_{\perp}} \right\}^{1/2} \right] \end{aligned}$$

$$K_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

電圧が 5.1 kV のときに生じると計算される。

(a) 発振観測

電子ビーム電流を 25 ～ 30 mA としたとき進行波形相互作用によると思われる発振、すなわち、電子ビーム電圧が 4.5 ～ 6 kV 範囲内においてコレクタ側同軸プローブより強いマイクロ波発振が観測された。発振周波数および出力の測定の一例を、表 4-2 に示す。この測定では、特に帰還回路を付けない構造で進行波発振を行わせたため、発振は有限長ら旋の境界における反射に起因する帰還作用により、最も発振の起こり易い周波数で発振している。周波数成分は 1.3 ～ 2.4 GHz の基本波と、その高調波により成る。周波数スペクトルの半値幅は 1 MHz 以下である。一方、コレクタ側同軸端子から出力を検出した場合、電子ビーム電圧が 2.5 ～ 4 kV において後進波相互作用によるものと思われる発振が観測された。発振出力は前進波形のものに比較して小さい。

(b) プラズマ状態

ヘリウムガスを用いてガス圧力 3×10^{-3} Torr, 電子ビーム電流 30 mA, コレク

タ・ドリフトチューブ間電圧 0 V および 50 V の動作条件の下で、電子ビーム電圧の変化に対するプラズマ密度および電子温度の変化を測定した。その結果を図 4-125 に示す。電子ビーム電圧が 5.0 ～ 5.5 kV でマイクロ波発振が生じ、マイクロ波のプラズマ電子加熱による電子温度の増加が見られる。特にコレクタ・ドリフトチューブ間電圧が 0 V の場合においては、マイクロ波によるプラズマ電子の加熱によって電離増殖が進み、プラズマ密度が増加していることがわかる。なおこの実験における動作条件では、電子サイクロトロン周波数は約 2.8 GHz である。

以上、ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を利用したイオン源について基礎的考察を述べたが、マイクロ波放電に適する電子ビームと遅波回路による大電力マイクロ波発振の検討、生成されたプラズマの価電状態密度分布の測定などの多くが今後の課題として残されている。

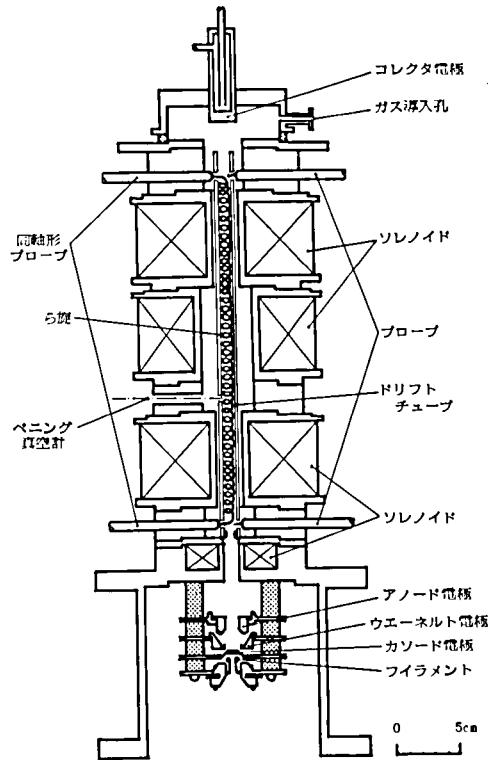


図 4-124. ビーム・プラズマ・遅波回路相互作用を用いた多価イオン源の構造図。ただし、プラズマ諸量測定用のためイオンの引き出しが行えない構造となっている。

電子ビーム電圧 (kV)	発振周波数 (GHz)			発振電力 (W)
4.9	1.63	3.26		3.36
4.9	2.38			3.20
5.25	2.04	4.08	6.10	1.28
5.25	2.18	4.40		1.60
5.5	1.58	3.17	4.75	4.8以上
5.5	1.385			4.8以上

表 4-2. 進行波形相互作用による発振周波数および出力の一例。

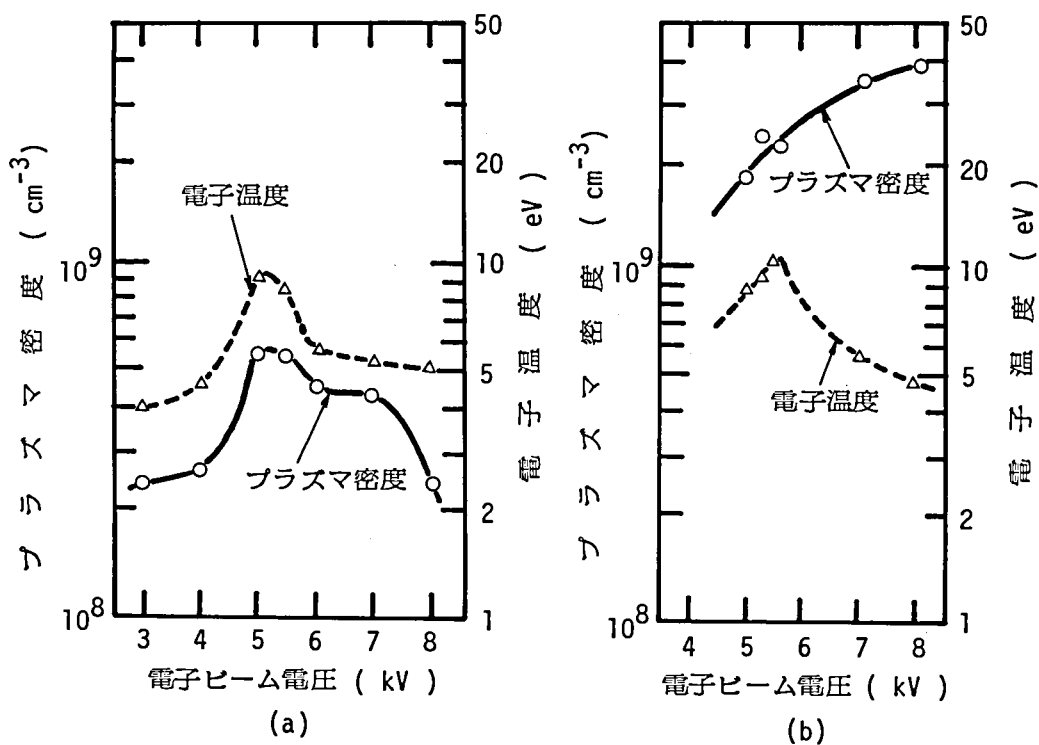


図 4-125. ビーム・プラズマ・ラ旋を用いたイオン源における電子ビームに対するプラズマ密度と電子温度の変化。(a)コレクタ・ドリフトチューブ間電圧：0 V, (b)：50 V の場合。

4-6-3. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の多価イオン特性^{44), 45)}

高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源は、前節に示したように、1次および2次電子ビームによるビームプラズマ電離により高密度のプラズマを生成することができる。従って、電離にあずかることのできる比較的高いエネルギーを持ったプラズマを多量に得ることができ、1個ずつの電子を剥ぎ取って高い価数のイオンを生成する過程を用いた多価イオン生成には有利である。しかし、イオン源の動作ガス圧力が、ビームプラズマ電離を生じさせるために $10^{-4} \sim 10^{-3}$ Torr程度と多価イオン源としては比較的高く、しかも、ビームプラズマ電離においてガス圧力によって決まる電子温度をあまり高くすることができないために、高い価数のイオンを多量に生成することは困難である。しかし、ビームプラズマ電離により大電流イオンを引き出すことができるため、価電状態密度分布における多価イオンの量が相対的に少なくても、比較的低い価数のイオンについてはイオン電流の絶対量を多く得ることができる。ここでは、高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源において、アルゴンガスを用いたときの価電状態密度分布について述べる。

1) 価電状態密度分布の計算

高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源のプラズマ生成にあずかる1次および2次電子ビームや、プラズマ電子のエネルギー分布は、ビームプラズマ相互作用が起きていないときには図4-126(a)に示すような形で分布する。すなわち、マックスウェル・ボルツマン分布に近い形のプラズマ電子と、 δ 関数的な形の1次および2次電子ビームより成る。ビームプラズマ電離が起き準線形緩和に近づくに従い、図4-126(b)に示すように1次および2次電子ビームが広いエネルギー範囲に分布するようになる。ビームプラズマ電離が起きた状態におけるイオン源プラズマ内の価電状態密度分布を計算する際、図4-126(b)に示したエネルギー分布を適切に表現するものとして、1次および2次電子ビームが熱化(thermalize)したときには、 δ 関数で表わされている場合と同量の電子がそれぞれの加速エネルギーだけの電子温度を持ってマックスウェル・ボルツマン分布するものと仮定することができる。図4-127は、電離にあずかる電子の分布を上述のように仮定

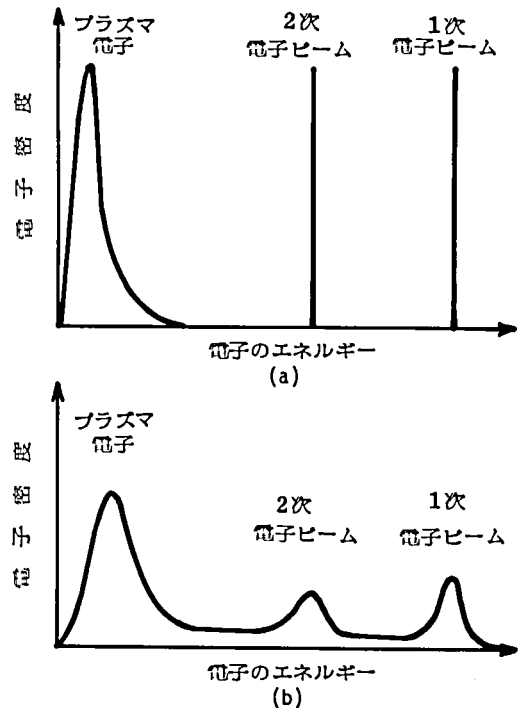


図4-126. 高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の、プラズマ生成室における電離にあずかる電子密度分布。(a)強い相互作用がないときと(b)強い相互作用が起き準線形緩和に近い状態のとき。

し、2-3-2項(Ⅳ)のイオン閉じ込め時間を導入したモデルを用いた価電状態密度分布の計算法に従っ

アルゴン

1次電子ビーム電流 ; 0.1 A
 イオン閉じ込め時間 ; 1.338×10^{-6} s
 電子温度
 プラズマ (低) ; 15.8 eV
 1次電子ビームの熱化したもの ; 5 keV
 2次電子ビームの熱化したもの ; 0.2 keV

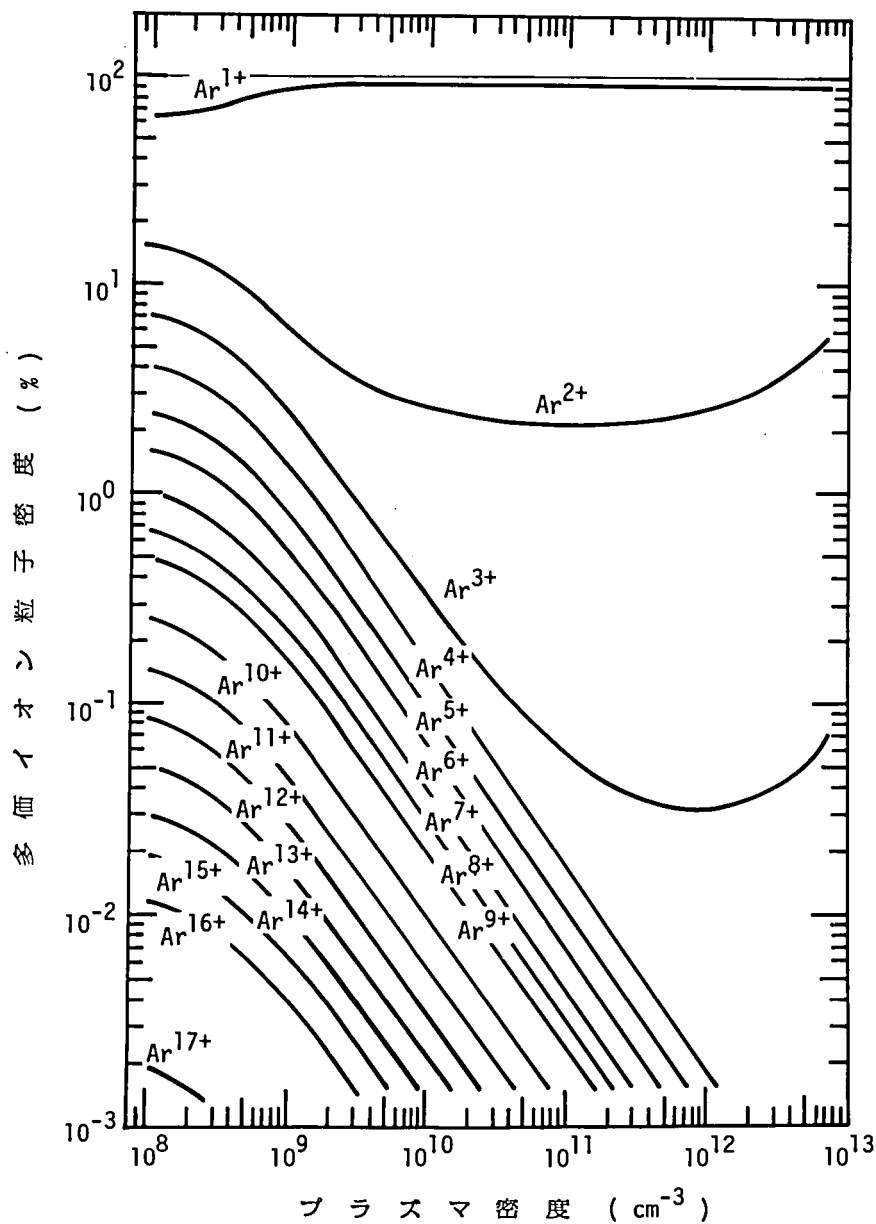


図4-127. ビームプラズマ電離が起きたときのビームプラズマ形イオン源プラズマ内の価電状態密度分布の計算例。

て、ビームプラズマ電離が起きたときのイオン源プラズマ内の価電状態密度分布をプラズマ密度の関数として計算したものを示す。プラズマ密度が増すに従い、プラズマ電子中のエネルギーの高い成分による電離がイオン生成の主体となり、比較的低い価数のイオンが数多く生成される。高い価数のイオンの生成量は変わらないため、相対的に低い価数の占める割合が多くなる。この計算により求めた価電状態密度分布は、後に示す実験結果とよく一致する。

ii) 多価イオンの質量スペクトル

高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源のプラズマ生成室中の荷電状態密度分布を測定するために、イオン源の引き出し孔から引き出したイオンビームを約3.5 m走行させ、回転半径50 cm、90°偏向の扇形磁界形質量分離器により多価イオンの質量分析を行った。図4-128にはアルゴンガスを用いたときの多価イオン質量分析の一例を示す。分解能を上げるため質量分離器直前直後に細いスリットを設け、スリットを通過したイオンビームの一部分のものをだけ分析するため、図中の縦軸はイオン電流の絶対量ではなく各イオン電流の相対値について知ることができる。各価数のイオン電流の絶対量は、全イオン電流にスペクトル図より得られた相対比を掛けて得ることができる。図4-128の測定では、7価のアルゴンイオンまで検出することができる。アルゴン以外の窒素、酸素、水素および水等の不純物イオンが微量観測されるが、これはアルゴンガス中に混入している不純物ガスや、プラズマ生成室壁面からの脱ガスによるものである。アルゴンの多価イオンの収量が微量である場合には、これらの不純物イオンは価電状態密度分布の検出に雑音となる。例えば、 O^{2+} と Ar^{5+} は同じ質量数8の位置に検出され、 O^{2+} イオン電流量がそのまゝ誤差になり、また、 N^{2+} と Ar^{6+} は質量数7付近の極めて近くの位置に検出され、不純物イオン電流量が多ければ分離が難しくなる。従って、不純物ガスの混入はできるだけ少なくすることが望ましい。

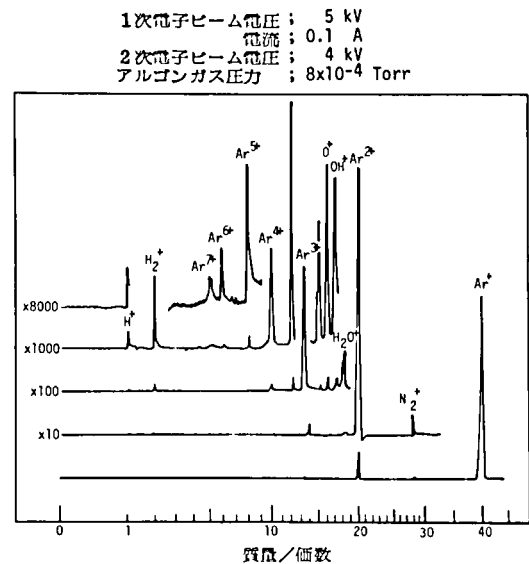


図4-128. アルゴン多価イオンの質量分析の一例。

一方、イオン源から引き出された多価イオンがビームとなって走行する行路中に、残留ガス粒子と荷電変換すれば価数が変化し、質量スペクトルからはイオン源プラズマの正確な価電状態密度分布の情報が得られないことになる。本イオン源装置で用いた真空排気チャンバーのコンダクタンスでは、イオン源のドリフトチューブ内のガス圧力に対して、引き出し孔以降のイオンビーム走行チャンバーのガス圧力は約 10^2 倍低い値であり、アルゴンをを用いた実験中では約 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ Torrのガス圧力の範囲内にある。このような残留ガス圧力中を、多価イオンは質量分離器までの約3.5 mを走行する。荷電変換の断面積は走行イオンのエネルギーが25keV/amu 以下の場合には、多くの原子や分子に対して成り立つ次式に示す実験

式が有用である。⁴⁶⁾

$$\sigma_{\zeta \rightarrow \zeta - \kappa} = A_{\kappa} \cdot \zeta^{\alpha_{\kappa}} \cdot I^{\beta_{\kappa}} \quad (\kappa = 1, \dots, 4). \quad (4-29)$$

ここに、 ζ はイオンの初期価数、 κ は1度に変換される電子の個数、 I は残留ガス粒子の第1電離電圧である。式4-29の係数である A_{κ} 、 α_{κ} 、 β_{κ} の値を表4-3に示す。アルゴンイオンの価電状態密度分布を測定する実験では残留ガスも同じアルゴンガスであり、衝突により1個の電子だけが変換される場合が最も多いから、式4-29はイオンの初期価数 ζ に関して次式のように簡単に表わすことができる。

$$\sigma_{\zeta \rightarrow \zeta - 1} = 7.1 \times 10^{-16} \cdot \zeta^{1.17} \quad (\text{cm}^2). \quad (4-30)$$

衝突によって1価だけ荷電変換する割合は、イオンビームの行路長を L とし残留ガス分子の密度を n_0 とすると $[1 - \exp(-n_0 \cdot \sigma_{\zeta \rightarrow \zeta - 1} \cdot L)]$ で表わされる。イオンビームの走行する残留ガス圧力を最も厳しい条件の時の値として 10^{-5} Torr を用いたとき、1価から7価までの各多価イオンに対して、イオンビームの行路長3.5 mの間での衝突によって荷電変換する割合は、それぞれ、7%、15%、24%、31%、39%、45%および52%となり、無視できなくなる。従って、質量スペクトルの測定によって得られた価電状態密度分布については、残留ガス圧力による影響を十分検討しておく必要がある。

また、イオン源プラズマの価電状態密度分布は、質量スペクトルに現われた電流値の相対比そのものによって得られるの

k	A_k	α_k	β_k
1	$(1.43 \pm 0.76) \times 10^{-12}$	1.17 ± 0.09	-2.76 ± 0.19
2	$(1.08 \pm 0.95) \times 10^{-12}$	0.71 ± 0.14	-2.80 ± 0.32
3	$(5.50 \pm 5.80) \times 10^{-14}$	2.10 ± 0.24	-2.89 ± 0.39
4	$(3.57 \pm 8.90) \times 10^{-16}$	4.20 ± 0.79	-3.03 ± 0.86

ではなく、表4-3. 荷電変換を与える式4-29における定数。

イオンの価数によって $\sigma_{\zeta \rightarrow \zeta - 1} = A_{\kappa} \cdot \zeta^{\alpha_{\kappa}} \cdot (I / \text{eV})^{\beta_{\kappa}} \text{ cm}^2; \kappa = 1, 2, 3, 4。$

補正を行わなければならない。イオン源から多価イオンが引き出される場合、引き出し電界のプラズマ内への浸透電界によって初速度を持ちシース端から放出されるイオンは、その価数倍だけのエネルギーに相当する速度で放出されると考えると、ターゲットで検出される Z 価の多価イオンの電流値は、イオン源プラズマ中の多価イオンの粒子密度に対して相対的に $Z^{3/2}$ 倍された値となっている。従って、イオン源プラズマ中の多価イオン粒子密度を求める際には、多価イオン電流値に $Z^{-3/2}$ 倍して補正する必要がある。⁴⁷⁾

以下、質量スペクトルによって得られたイオン源プラズマの価電状態密度分布をドリフトチューブ内の

ガス圧力および1次電子ビーム電流の変化に対して述べる。

iii) ガス圧力特性

図4-129には、1次電子ビーム電圧および電流が、それぞれ、5 kVおよび0.1 A、2次電子ビーム電圧が0.2 kVの条件において、プラズマ生成室であるドリフトチューブのアルゴンガス圧力を変化したときの価電状態密度分布として、多価イオン電流値の百分率で表わしたものと価数により補正を行った多価イオンの粒子密度を百分率で表わしたものを示す。図では、ガス圧力が約 2×10^{-4} Torrにおいて価電状態密度分布が急激に変わっていることがわかる。これは、図4-130に示すプラズマ生成室におけるプラズマ密度と電子温度の測定においてもわかるように、この付近のガス圧力以上で強いビームプラズマ

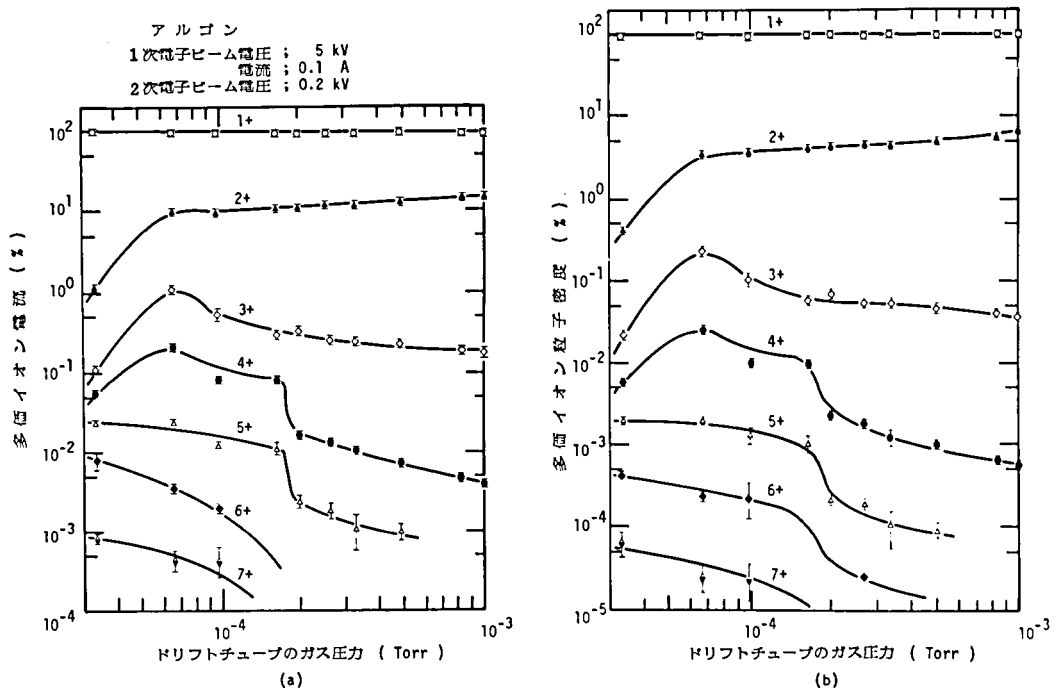


図4-129. ドリフトチューブのアルゴンガス圧力を変化したときの価電状態密度分布。
(a)多価イオン電流値の百分率, (b)多価イオン粒子密度の百分率。

電離が起きプラズマ密度が増加して、エネルギーの高いプラズマ電子により比較的価数の低いイオンの電離が促進され多量に生成されるためである。従って、高い価数のイオンの量が相対的に減少したように見える。測定された全イオン電流値に図4-129(a)に示す多価イオン電流値の相対比を掛けて、引き出された多価イオン電流の絶対量を求めたものが図4-131である。図からもわかるように、強いビームプラズマ電離が起きるガス圧力領域においては、1価および2価のイオンの生成が極めて多い。4価以上のイオンの量がガス圧力の増加と共に減少するのは、プラズマ生成室内における多価イオンの荷電変換や、前項に示したように、引き出されたイオンビームが走行する間に残留ガスと荷電変換することによって減少

するものと考えられる。

ビームプラズマ電離が起きたとき、すなわち、ガス圧力領域 $2 \times 10^{-4} \sim 10^{-3}$ Torr の範囲内におけるイオン源プラズマの多価イオンの粒子密度分布は、前述した価電状態密度分布の計算値による図4-127と比較すれば、電子温度の値を除いてよく一致することがわかる。電子温度の測定用プローブはドリフトチューブの中央の位置にあって、ガス導入孔の極めて近くにあるため、電子温度がガス圧力に強く依存するビームプラズマ電離系ではドリフトチューブ全体の実効的な電子温度に比べてより低く測定されている。ドリフトチューブ下端に他のプローブを取り付け、ドリフトチューブ中央のプローブによる電子温度の測定値と比較した場合、多くの条件下において下端のプローブによる電子温度は中央のものより2～3倍高い値を示す。また、ビームプラズマ形イオン源のプローブによるプラズマ密度および電子温度の

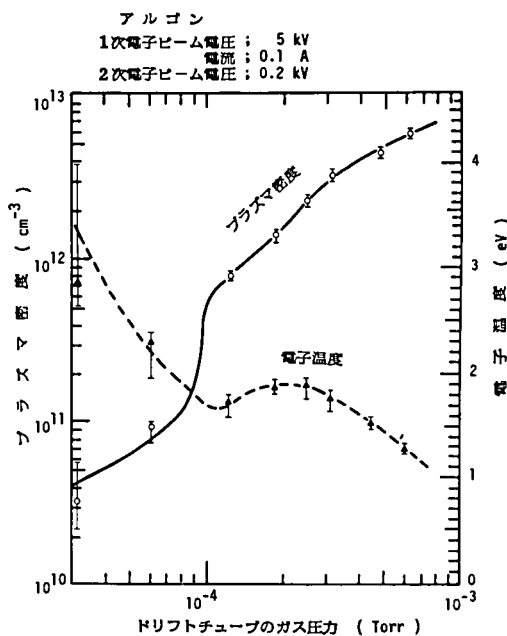


図4-130. ドリフトチューブのガス圧力に対するプラズマ密度と電子温度。

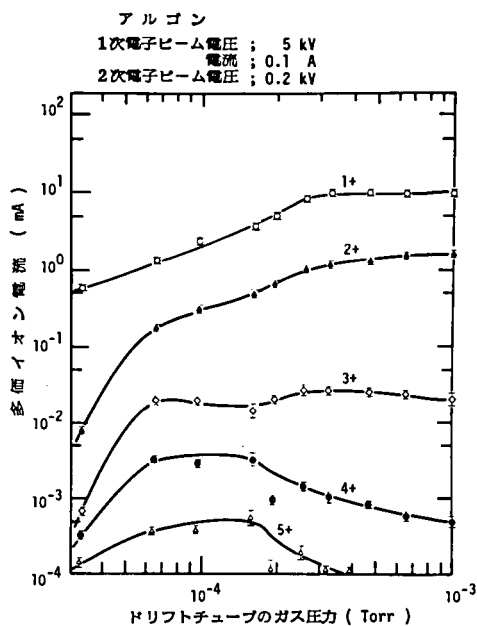


図4-131. 全イオン電流に各多価イオン電流値の相対比を掛けて得られる多価イオン電流の絶対量のガス圧力特性。

測定は、ドリフトチューブの壁面近くのプラズマ状態を測定しているため、ビームプラズマ系の中心軸付近の電子温度より低い値を観測している可能性がある。これらのことを考慮すれば、プラズマ生成室の実効的な電子温度は図4-130における測定値の数倍程度と考えられ、計算に用いた15.8 eVの値は妥当性のあるものと考えられる。

図4-132は、2次電子ビーム電圧以外は図4-129におけるイオン源の動作条件と同じで、2次電子ビーム電圧を4 kVまで高くした場合の価電状態密度分布として多価イオン粒子密度の百分率のガス圧力特性を示す。2次電子ビーム電圧が4 kVの場合には、図4-133に示すプラズマ密度と電子温度の測定からもわかるように、ビームプラズマ電離の起きるガス圧力領域が明確に区分できる。従って、多価イオン電流の絶対量を示す図4-134からもわかるように強いビームプラズマ電離が起きる $3 \times 10^{-4} \sim 10^{-3}$ Torrのガス圧力領域内では、1価および2価を主体とした低い価

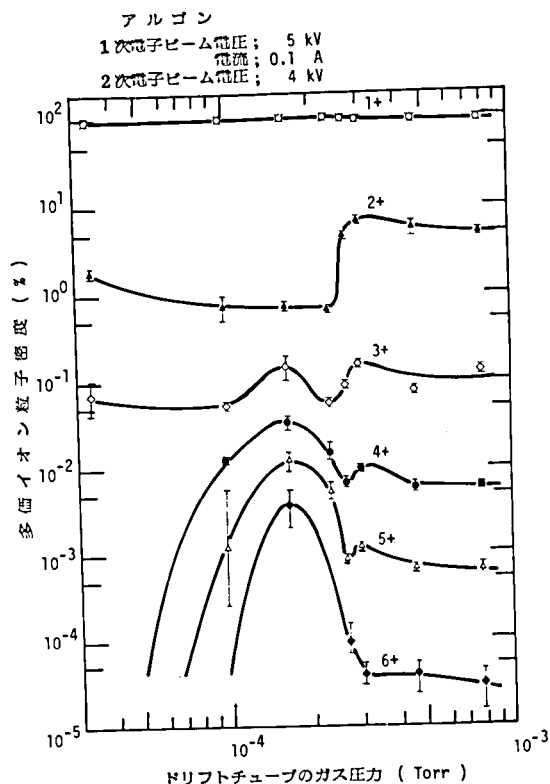


図4-132. 多価イオン粒子密度の百分率のガス圧力特性。

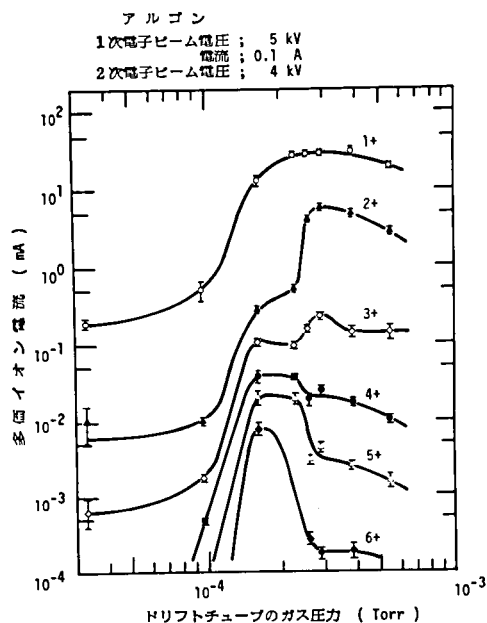


図4-134. 多価イオン電流の絶対量のガス圧力特性。

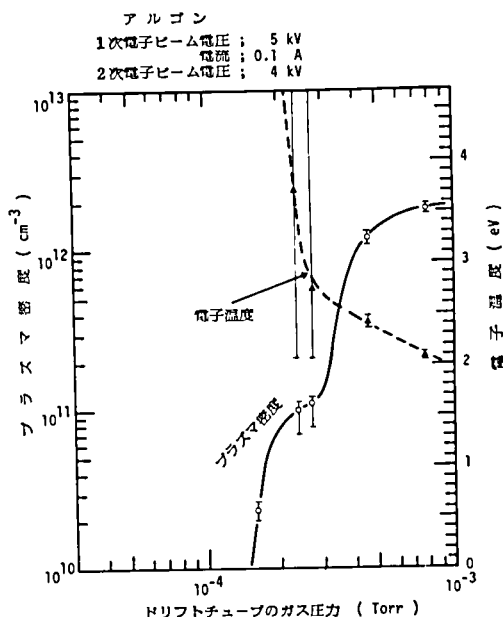


図4-133. ドリフトチューブのガス圧力に対するプラズマ密度と電子温度。

数のイオンが急激に増加していることがわかる。高い価数のイオンの生成は、ビームプラズマ電離領域における多量の価数の低いイオンや中性粒子との荷電変換によって減少し、むしろビームプラズマ電離が起きない電子温度の高い領域において多く引き出されている。

IV) 電子ビーム電流特性

第2章図2-37に示したように、プラズマ中のエネルギーの高い電子により電子が1個ずつ剥ぎ取られる多価イオン電離が生じ、価電状態分布に変化が現われ始めるのは、電子温度が15 eV程度でプラズマ密度は 10^{13} cm^{-3} 以上からであり、電子密度が 10^{14} cm^{-3} 以上では顕著な変化が現われる。1次電子ビーム電流を増加してゆくとビームプラズマ電離により図4-135(a)に示すようにプラズマ密度と電子温度が次第に増加してゆく。特に、電子ビーム電流が約100 mA以上では1次電子ビームによる強いビームプラズマ電離が生じることによりプラズマ密度が $5 \times 10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 程度得られ、また、発生したマイクロ波によりプラズマ電子が加熱され電子温度が増加していることがわかる。従って、強いビームプラズマ電離の起きる領域において価電状態密度分布が多少改善されることが期待される。図4-135(b), (c)は、1次電子ビーム電流を変化したときの多価イオン粒子密度の百分率および多価イオン電流の絶対量を示す。これらの図において、1次電子ビーム電流が約100 mA以上の強いビームプラズマ電離の起きる領域では多価イオン成分が増加し、価電状態密度分布が改善されていることがわかる。今後、イオン源をさらに改良するなどして、強いビームプラズマ電離を起こし、電子温度を高めると共にプラズマ密度を 10^{14} cm^{-3} 以上得ることによって、価数の高い多価イオンを多く得ることができると期待される。

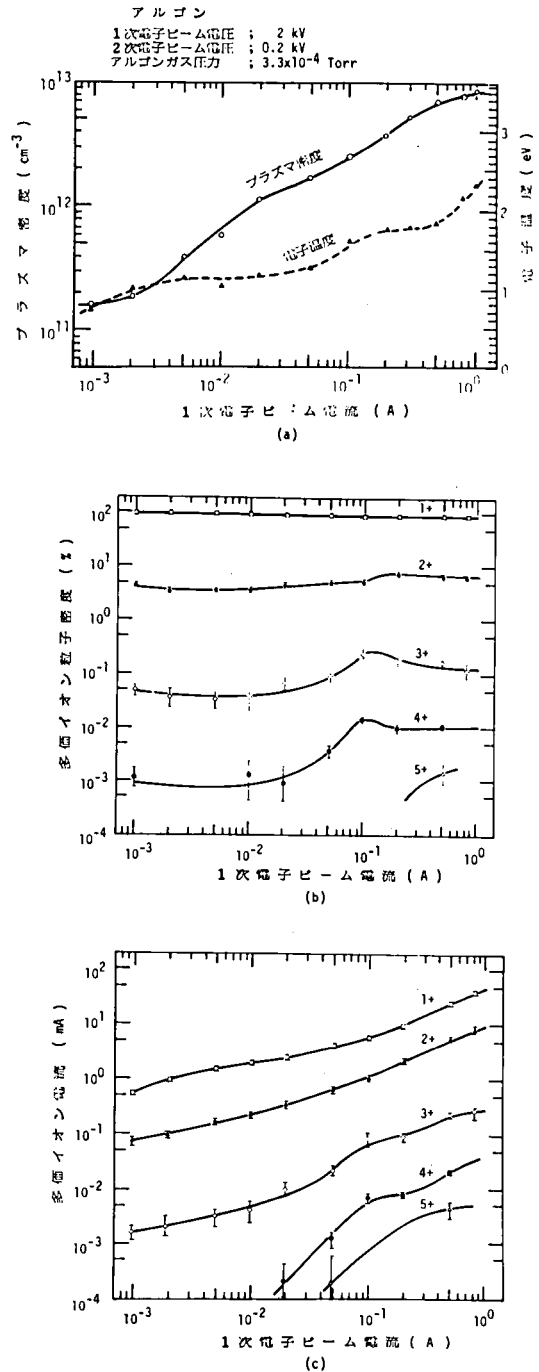


図4-135. 1次電子ビーム電流を変化したときの(a)プラズマ密度と電子温度, (b)多価イオン粒子密度の百分率, (c)多価イオン電流の絶対量。

参 考 文 献

- 1) 高木俊宜, 山田公, 石川順三; “ビームプラズマ形イオン銃”学振132荷電ビーム研究会1970年10月.
- 2) 高木俊宜, 山田公, 石川順三; 電子通信学会電子装置研究会, 資料番号ED-70-33 (1971).
- 3) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa; Record 11th Symp. on Electron, Ion and Laser Beam Technology, Boulder, U.S.A., p. 597 (1971).
- 4) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa; Proc. U.S.-Japan Seminar on Ion Implantation in Semiconductors, Kyoto, p. 151 (1971).
- 5) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa; Proc. Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Brookhaven, p. 191 (1971).
- 6) J. E. Hopson; J. Appl. Phys., 34, 8 (1963).
- 7) R. J. Briggs; “Electron-Stream Interaction with Plasmas”, M. I. T. Press, Cambridge, Mass. (1964).
- 8) L. D. Smullin and W. D. Getty; Phys. Rev. Letters, 9, 1 (1962).
- 9) D. A. Dunn, W. Nichparenko, J. E. Simpson and K. I. Thomassen; J. Appl. Phys., 36, 10 (1965).
- 10) T. Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa and H. Iwao; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 367 (1972).
- 11) 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 岩尾裕文; 電気学会電子装置研究会, 資料番号EDD-73-19 (1973).
- 12) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa; Proc. U.S.-Japan Seminar on High-Energy Accelerator Science, Tsukuba (1973).
- 13) 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 佐野史道; 電気学会電子装置研究会, 資料番号EDD-74-20 (1974).
- 14) T. Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa, F. Sano and T. Kishi; Proc. 6th Intern. Vacuum Congress, Kyoto, p. 423 (1974).
- 15) T. Takagi, I. Yamada, J. Ishikawa, F. Sano and N. Kusano; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. III-2-1 (1974).
- 16) 石川順三, 高木俊宜; 電子通信および電気学会電子装置研究会, 資料番号EDD-74-94 (1974).
- 17) 土手敏彦; “探極測定法(I)”, IPPJ-DT-9 (1966).
- 18) F. F. Chen; “Plasma Diagnostic Technic,” R. H. Huddleston and S. L. Leonard, Eds., Academic Press, N.Y. (1965).
- 19) J. E. Hopson; J. Appl. Phys., 34, 8, 2425 (1963).
- 20) 佐野史道, 草野徳正, 石田義博, 石川順三, 高木俊宜; 電気学会電子装置研究会, 資料番号

EDD - 76 - 32 (1976).

- 21) 石川順三, 佐野史道, 高木俊宜 ; 電子通信学会電子装置研究会, 資料番号 ED - 76 - 62 (1976).
- 22) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji and T. Takagi ; Proc. Symp. on Ion Sources and Appl. Technology, Tokyo, p. 59 (1977).
- 23) J. L. Harrison ; J. Appl. Phys., 39, 8, 3827 (1968).
- 24) D. Bohm ; "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields ", McGraw Hill, N.Y. (1949).
- 25) W. S. Cooper, K. Halbach and S. B. Magyary ; 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. II - 1 - 1 (1974).
- 26) T. H. Stix ; Plasma Phys., 14, 367 (1972).
- 27) A. van Steenberg ; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 12, 3, 746 (1965).
- 28) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji and T. Takagi ; Intern. Conf. on Low - Energy Ion Beams, Salford (1977), Inst. Phys. Conf. Ser. No. 38, p. 84 (1978).
- 29) J. Ishikawa, F. Sano, H. Tsuji, A. Motamed Ektessabi and T. Takagi ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Appl. Technology (ISAT' 78), Tokyo, p. 35 (1978).
- 30) F. Sano, J. Ishikawa, H. Tsuji and T. Takagi ; ISAT' 78, Tokyo, p. 41 (1978).
- 31) V. D. Shapiro ; Sov. Phys. JETP, 17, 2, 416 (1963).
- 32) E. G. Shustin, V. P. Popovich and I. F. Kharchenko ; Sov. Phys. - Tech. Phys., 14, 6, 745 (1969).
- 33) 玉河元編集 ; 実験物理学講座 19 " 放電 ", 共立出版 (1975).
- 34) J. R. Conrad ; J. Appl. Phys., 47, 11, 4859 (1976).
- 35) N. G. Matsiborko, I. N. Onishchenko, V. D. Shapiro and V. I. Shevchenko ; Plasma Phys., 14, 591 (1972).
- 36) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa ; Intern. Conf. on Multiply - Charged Heavy Ion Sources and Accelerating Systems, Gatlinburg (1971), IEEE Trans. Nucl. Sci., NS - 19, 2, 142 (1972).
- 37) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa ; Record 11th Symp. on Electron, Ion and Laser Beam Technology, Boulder, p. 623 (1971).
- 38) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa and Y. Fuyuki ; Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, p. 784 (1972).
- 39) 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 冬木裕 ; 電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD - 73 - 20 (1973).
- 40) T. Takagi, I. Yamada, M. Kunori and S. Kobiyama ; Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, p. I - 9 - 1 (1974).
- 41) K. T. Dolder ; Proc. R. Soc., A264, 367 (1961).
- 42) 小山次郎 ; " 進行波管 ", 丸善 (1964).

- 43) 石川順三, 石田義博, 佐野史道, 高木俊宜 ; 第 37 回応用物理学会学術講演会, 予稿番号 1p-M-2 (1976).
- 44) J. Ishikawa, A. Motamed Ektessabi, F. Sano and T. Takagi ; Proc. Symp. on Ion Sources and Application Technology, Tokyo, p. 7 (1977).
- 45) J. Ishikawa, A. Motamed Ektessabi, F. Sano, H. Tsuji and T. Takagi ; ISAT' 78, Tokyo, p. 9 (1978).
- 46) A. Müller and E. Salzborn ; Intern. Conf. on Low-Energy Ion Beams, Salford (1977), Inst. Phys. Conf. Ser. No. 38, p. 169 (1978).
- 47) H. Winter and B. H. Wolf ; Plasma Phys., 16, 791 (1974).

第 5 章 結 論

本研究で得られた研究成果並びに結論は以下のとおりである。

① 新しい動作原理に基づくビームプラズマ形イオン源の開発を行い、我が国における独創的なイオン源として広く世界に認められた。ビームプラズマ形イオン源は、電子ビームを積極的に利用することにより、ビームプラズマ相互作用を利用したイオン源プラズマの生成と、1次および2次電子ビームやエネルギーの高いプラズマ電子によるイオンの空間電荷中和効果を利用したイオンビームの引き出しを行う独創的な動作原理を持つイオン源である。本イオン源では、ビームプラズマ相互作用によって発生したマイクロ波を利用して、イオン源プラズマの生成に効果的なマイクロ波加熱を行う、言い換えれば、マイクロ波自蔵形マイクロ波加熱形イオン源であり、高密度で良質の大電流イオンビームを引き出すことができる等、数々の優れた特性を持つイオン源である。

② ビームプラズマ形イオン源の動作機構を解明し、イオン源の大電力化に関する検討を行った。特に、プラズマ生成に関するビームプラズマ電離機構について詳細に解析をすると同時に、電子による空間電荷中和を利用したイオン引き出しに関して定性的解明も行った。

ビームプラズマ形イオン源におけるプラズマ生成は、その電離機構の中にビームプラズマ相互作用が介在する複雑な現象であるため、イオン源全体のエネルギーの流れを詳細に検討することによって、ビームプラズマ電離現象の把握を容易にした。線形理論を用いて、ビームプラズマ相互作用による絶対不安定性とプラズマ密度との関係を解析することにより、ビームプラズマ電離機構の主要なプラズマ特性を明らかにした。プラズマ生成室内におけるイオン生成率を検討することによって、電子ビームのエネルギーからビームプラズマ相互作用により変換したマイクロ波電力で加熱されたプラズマ電子が、ビームプラズマ電離における電離の主役であることを明らかにした。単なる電子ビームによる衝突電離だけでなく、電離効率のよいマイクロ波へのエネルギーの変換過程を利用した電離機構を用いているため、極めて効率よく高密度のプラズマを生成することができ、イオン源としての電力効率やガス効率が非常によい。また、ビームプラズマ電離の解析を基に、高密度のイオン源プラズマを生成するためのイオン源の動作条件の選定の検討を行い、プラズマ生成室の構造の改善、電子ビーム電流や磁界の増大などによって、大電流イオンビームを得るための良質のイオン源プラズマを得ることができた。以上の結果により、ビームプラズマ電離を利用した高密度プラズマ生成の方法を確立した。

ビームプラズマ形イオン源では、電子ビームや高いエネルギーを持ったプラズマ電子がイオン引き出し系のイオンの空間電荷を中和して、引き出し得るイオン電流の空間電荷制限を緩和することにより、良質でしかも多量のイオン電流を引き出すことができる。空間電荷中和を用いたイオンの引き出しについての実験的検討並びに定性的理論検討を行うことにより、イオン引き出し系のパービヤンス増加の1方法として空間電荷中和を用いたイオン引き出しが利用できることを明らかにし、大電流イオンビームの引き出しに関する最も重要な課題に対し、有力な知見を与えた。

③ ビームプラズマ形イオン源はその動作条件を適当に選定すれば、種々の性能を持つイオン源、例えば、

高輝度イオン源、大電流イオン源、多価イオン源などとして利用できることを示した。

すなわち、ビームプラズマ電離によるプラズマ生成を、比較的少量の電子ビームによって効率良く行い、プラズマからの比較的少量のイオンを電子ビームの作る負の電位の谷に捕捉した状態で引き出すことによって、細く絞られたエミッタンスの小さな高輝度イオンビームを得ることができる。

場合によっては、1次電子ビームだけではなく2次電子ビームも効率の良いビームプラズマ電離に積極的に利用し、電子ビーム電流やプラズマ生成室であるドリフトチューブの磁界を増して高密度プラズマの生成される動作条件にすると同時に、このようにして生成された高密度プラズマからのイオンの引き出しに関して、1次および2次電子ビームやエネルギーの高いプラズマ電子などによるイオン引き出し系の空間電荷中和を積極的に利用して、引き出し得るイオン電流の空間電荷制限を大幅に緩和し、低い引き出し電圧においても極めて多量のイオン電流を引き出すことができる。

他方、ビームプラズマ形イオン源の効率の良い電離機構であるビームプラズマ電離は、逐次電離による多価イオンの生成にも好都合である。高い電子温度と高密度プラズマが生成される動作条件を選べば、比較的価数の低い2～3価の多価イオンであれば十分な量を得ることができる。

また、効率の良い電離機構を利用して簡単なイオン源で生成した1価イオンビームをビームプラズマ電離領域に入れて多価イオンにしたり、低いガス圧力においてもマイクロ波放電が生じるように電子ビームの通路であるドリフトチューブ内に遅波回路を設けることにより、多価イオンを生成できる可能性がある。ビームプラズマ形イオン源を用いた効果的な多価イオン生成に関しては本イオン源の動作特性の一環として研究を開始したところであり、今後の重要な研究課題として残されている。

④ 今日に至るまでイオン源に関する統一的な理論解析は極めて少なく、普遍性のある設計理論の確立が待たれていた。本研究では、ビームプラズマ形イオン源の開発研究を通じて得た知見をイオン源に関する総合的考察としてまとめた。その中で、イオン源プラズマは、電離層プラズマや核融合の閉じ込められたプラズマとは極めて性質を異にし、プラズマ生成室の壁面の影響が極めて強く作用するプラズマ系であることを指摘し、多価イオンを含めたイオン生成機構、イオンの生成と消滅との平衡によるプラズマ生成に関する理論、イオン源プラズマからのイオンの引き出しおよびイオンビームの形成、エミッタンス等に関し、イオン源の統一的立場からの理論解析およびそれらのまとめを試みた。

あ　と　が　き

本論文は著者が1970年京都大学工学部電気系教室高木研究室（電子装置講座）の助手となった時点から着手し、現在も引き続き行っているビームプラズマ形イオン源の開発研究を中心にまとめたものである。研究内容はイオン工学とも言うべき分野に属するもので、イオンのたちふるまいからプラズマ物理学、高電圧工学、真空技術等の各分野に関わるものである。

ビームプラズマ形イオン源は、筆者に属する研究室において開発された独創的な動作原理に基づくイオン源であり、当時、イオン源に関する統一的な設計理論の確立されていない時期における新しいイオン源の開発改良研究の難しさは筆舌に尽しがたいものがあった。しかし、幸いにも著者は高木研究室のビームプラズマ形イオン源研究開発グループの共同研究者の御指導並びに御協力によって、比較的規模の大きな研究を遂行できたことは無類の喜びである。

また、本研究によって開発されたビームプラズマ形イオン源は、海外でも広く評価され、ビームプラズマ相互作用形あるいは京都ビームプラズマ形として海外の雑誌、書籍に引用されている。例えば、最近発行された単行本 R. G. Wilson, G. R. Brewer 共著 “イオンビーム” (John Wiley & Sons 出版社, ニューヨーク) 中の「電離現象とイオン源」という章に1節設け、ビームプラズマ相互作用形イオン源として紹介されている。英国においても “Reports on Progress in Physics” 中の Intense Ion Beam の章 (Dr. T. S. Green 執筆) に Beam Plasma Sources の項を設けて紹介されており、各国で開発されたイオン源と肩を並べて1つの独立した形として評価されている。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、ビームプラズマ形イオン源の創案者であり、また著者らのイオン源研究開発共同グループの指導者である京都大学工学部高木俊宜教授には終始御鞭撻を戴き、ここに深く感謝致します。

本研究を進めるにあたり京都大学工学部佐々木昭夫教授には終始有益な御討論と助言を戴いた。北海道大学工学部津田孝夫教授にはビームプラズマ相互作用の理論について御指導・御討論を戴いた。また、本研究の初期の段階において同じイオン源研究開発グループで研究を行った京都大学工学部山田公助教授には、研究の過程で終始有益な討論と助言御協力を戴き心から感謝します。京都大学工学部板谷良平教授ならびに松原寛衛助教授には、有益な討論と助言、激励を戴き感謝します。

本研究の過程では京都大学工学部佐野史道助手には終始共同研究者として御討論・御協力を戴いた。また、本研究の後半および本研究をまとめるにあたり京都大学工学部辻博司技官に多大の御協力を戴いた。ここに深く感謝致します。

本研究の遂行にあたり高木研究室構成員の多くの方々の協力を得た。プロトタイプ・ビームプラズマ形イオン源の研究では紛生博氏および大西新造氏、動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅰの研究では岩尾裕文氏、動作解析用・ビームプラズマ形イオン源Ⅱの研究では草野徳正氏および津田敏隆氏、高エネルギー2次電子併用形・ビームプラズマ形イオン源の研究ではアリ・モータメド・エクトサビ氏および木村昭彦氏、電子衝撃簡易形イオン源およびセルフクロスフィールド形イオン源の研究では森田憲一氏、冬木裕氏、高岡寛氏および正木進氏(国内留學員)、ら施を用いた多価イオン源の研究では石田義博氏の御協力を得た。

ビームプラズマ形イオン源装置の試作にあたっては、大阪光音電気株式会社、小桧山茂社長、九里聖敏技術部長および小桧山重光氏に、また、ワールドエンジニアリング株式会社、梅宮伸夫社長、竹島正道氏には、装置製作の技術面において多大の御協力を戴いた。また、大電力イオン源装置の製作にあたっては、電子磁気工業株式会社、西垣幸男常務および西沢康氏氏、日本真空技術株式会社、岸田晴生課長、日新電機株式会社、関章良技師長および小川武雄氏に御協力を戴いた。ここに深く感謝致します。

本研究は以上のように多くの方々の御助力と御協力によって成し得たものであり、ここに深く感謝致します。

最後に、本研究の装置製作にあたっては、研究代表者が京都大学工学部高木俊宜教授であり、著者がその研究分担者または協力者である以下に示す文部省科学研究費、および特別設備費の援助を受けたことを記し、深謝します。

昭和44年度および48年度文部省科学研究費(一般研究(A))。

昭和49年度および50年度文部省特別設備費(大電力イオン源装置)。

昭和50年度、51年度および52年度文部省科学研究費(特定研究(2))。

本論文に関連する著者および連名の発表論文並びに講演会等一覧

Beam-Plasma Type Ion Source

1. 高木俊宜, 山田公, 石川順三
" ビーム・プラズマ形イオン銃 "
学振 132 荷電ビーム研究会, 1970 年 10 月 .
2. 高木俊宜, 山田公, 石川順三
" ビーム・プラズマ形イオン銃 "
電子通信学会電子装置研究会, 資料番号 E D 70 - 33, 1971 年 1 月 .
3. 高木俊宜, 山田公, 石川順三
" ビーム・プラズマ形イオン銃 "
第 18 回応用物理学関係連合学術講演会, 予稿番号 1 a - H - 9, 1971 年 4 月 .
4. Toshinori Takagi, Isao Yamada and Junzo Ishikawa
"Beam-Plasma Type Ion Source"
Record of the Eleventh Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology, Boulder, U.S.A., pp.597-604, May 1971 .
5. Toshinori Takagi, Isao Yamada and Junzo Ishikawa
"Newly Designed Ion Sources in Kyoto University"
Proceedings of the U.S. - Japan Seminar on Ion Implantation in Semiconductors, Kyoto, Japan, pp. 151-157, August 1971 .
6. Toshinori Takagi, Isao Yamada and Junzo Ishikawa
"Beam-Plasma Type Ion Source for High-Current Operation"
Proceedings of the Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Brookhaven, U.S.A., pp. 191-197, October 1971 .
7. 高木俊宜, 山田公, 石川順三
" ビーム・プラズマ形イオン源の特性 "
第 32 回応用物理学学会学術講演会, 予稿番号 2 a - N - 5, 1971 年 11 月 .
8. Toshinori Takagi, Isao Yamada, Junzo Ishikawa and Hirofumi Iwao
"Dynamic Characteristics of the Kyoto Beam-Plasma Type Ion Source"
Proceedings of the Second International Conference on Ion Sources, Vienna, Austria, pp. 367-372, September 1972 .
9. 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 岩尾裕文
" ビーム・プラズマ形イオン源の動作解析 "
電気学会電子装置研究会, 資料番号 E D D - 73 - 19, 1973 年 2 月 .

10. 石川順三, 山田公, 高木俊宜
 " ビーム・プラズマ形イオン銃ービームプラズマ電離ー "
 第 20 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 31 a-N-9, 1973 年 3 月 .
11. 石川順三, 高木俊宜
 " ビーム・プラズマ形イオン銃ービームプラズマ電離(II)ー "
 第 34 回応用物理学学術講演会, 予稿番号 17 p-K-6, 1973 年 10 月 .
12. Toshinori Takagi, Isao Yamada and Junzo Ishikawa
 "Dynamic Characteristics of the Kyoto Beam-Plasma Type Ion Source for High-Current Operation "
 Proceedings of the U.S.-Japan Seminar on High-Energy Accelerator Science, Tsukuba, Japan, 1973 .
13. 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 佐野史道
 " ビーム・プラズマ形イオン源の大電力化に関する考察 "
 電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD-74-20, 1974 年 2 月 .
14. Toshinori Takagi, Isao Yamada, Junzo Ishikawa, Fumimichi Sano and Toru Kishi
 "Beam-Plasma Type Ion Source for High-Intensity Ion Beam and It's Application to Surface Micro-Analyzer"
 Proceedings of the Sixth International Vacuum Congress Kyoto, Japan, pp. 423-426, March 1974 . Supplement to JJAP, 2, 1974 .
15. 石川順三, 佐野史道, 草野徳正, 高木俊宜
 " ビーム・プラズマ形イオン銃ーイオンビームの特性ー "
 第 21 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 3 a-N-3, 1974 年 4 月 .
16. Toshinori Takagi, Isao Yamada, Junzo Ishikawa, Fumimichi Sano and Norimasa Kusano
 "Beam-Plasma Type Ion Source for High Intensity Ion Beam "
 Proceedings of the Second Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, U.S.A., pp. III-2-1-III-2-6, October 1974.
17. 石川順三, 高木俊宜
 " ビーム・プラズマ形イオン源 "
 電気関係学会関西支部連合大会, 予稿番号 s-26, 電子通信および電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD-74-94, 1974 年 11 月 .
18. 佐野史道, 草野徳正, 石田義博, 石川順三, 高木俊宜
 " ビーム・プラズマ形イオン源の動作考察 "
 電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD-76-32, 1976 年 2 月 .

19. 佐野史道, 石川順三, 草野徳正, 石田義博, 高木俊宜
 "ビーム・プラズマ形イオン源-イオンビーム引出し(Ⅲ)-"
 第23回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 29 a-F-2, 1976年3月.
20. 石川順三, 佐野史道, 草野徳正, 石田義博, 高木俊宜
 "ビーム・プラズマ形イオン源-ビームプラズマ電離(Ⅲ)-"
 第23回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 29 a-F-3, 1976年3月.
21. 石川順三, 石田義博, 佐野史道, 高木俊宜
 "多価イオン源としてのビーム・プラズマ形イオン源に関する一考察"
 第37回応用物理学学会学術講演会, 予稿番号 1 p-M-2, 1976年10月.
22. 石川順三, 佐野史道, 高木俊宜
 "ビーム・プラズマ形イオン源"
 電子通信学会電子装置研究会, 資料番号 ED 76-62, 1976年10月.
23. Fumimichi Sano, Junzo Ishikawa and Toshinori Takagi
 "Digital Computer Analysis of Ion-Extraction System of Beam-Plasma Type Ion Source"
 Proceedings of the Symposium on Ion Sources and Application Technology,
 Tokyo, pp. 5-6, February 14th-15th 1977.
24. Junzo Ishikawa, Ali Motamed Ektessabi, Fumimichi Sano and Toshinori Takagi
 "Charge-State Density Distribution of Ion Source Plasma"
 Proceedings of the Symposium on Ion Sources and Application Technology, Tokyo,
 pp. 7-8, February 14th-15th 1977.
25. Fumimichi Sano, Akihiko Kimura, Junzo Ishikawa and Toshinori Takagi
 "Behavior of Ion Emission Surface of Beam-Plasma Type Ion Source"
 Proceedings of the Symposium on Ion Sources and Application Technology,
 Tokyo, pp. 9-10, February 14th-15th 1977.
26. Junzo Ishikawa, Fumimichi Sano, Hiroshi Tsuji and Toshinori Takagi
 "Beam-Plasma Type Ion Source"
 Proceedings of the Symposium on Ion Sources and Application Technology,
 Tokyo pp. 59-62, February 14th-15th 1977.
27. 佐野史道, 石川順三, 高木俊宜
 "計算機によるビーム・プラズマ形イオン源のイオン引出し系の解析"
 第24回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 28 a-F-1, 1977年3月.
28. Junzo Ishikawa, Fumimichi Sano, Hiroshi Tsuji and Toshinori Takagi
 "Ion Extraction System of the Kyoto Beam-Plasma Type Ion Source"
 International Conference on Low-Energy Ion Beams, Salford, September 5th.

8th 1977, The Institute of Physics Conference Series Number 38, pp. 84-89, 1978.

29. 佐野史道, 石川順三, 辻博司, アリ・モータメド・エクテサビ, 高木俊宜
" 計算機によるビーム・プラズマ形イオン源のイオン引き出し系の解析(Ⅱ) "
第 38 回応用物理学学会学術講演会, 予稿番号 13a-W-4, 1977 年 10 月 .
30. 石川順三, 佐野史道, 辻博司, アリ・モータメド・エクテサビ, 高木俊宜
" ビーム・プラズマ形イオン源一直熱カソードによる基礎実験 - "
第 38 回応用物理学学会学術講演会, 予稿番号 13a-W-5, 1977 年 10 月 .
31. アリ・モータメド・エクテサビ, 石川順三, 佐野史道, 高木俊宜
" イオン源プラズマの価電状態密度分布についての一考察 "
第 38 回応用物理学学会学術講演会, 予稿番号 14a-W-4, 1977 年 10 月 .
32. Junzo Ishikawa, Ali Motamed Ektessabi, Fumimichi Sano, Hiroshi Tsuji
and Toshinori Takagi
" Charge-State Density Distribution of Ion Source Plasma (Ⅱ) "
Proceedings of the Second Symposium on Ion Sources and Application
Technology (ISAT'78), Tokyo, pp. 9-10, February 16th-18th 1978 .
33. Junzo Ishikawa, Fumimichi Sano, Hiroshi Tsuji, Ali Motamed Ektessabi
and Toshinori Takagi
" Plasma Properties of a Modified Beam-Plasma Type Ion Source "
Proceedings of the Second Symposium on Ion Sources and Application
Technology (ISAT'78), Tokyo pp. 35-40, February 16th-18th 1978 .
34. Fumimichi Sano, Junzo Ishikawa, Hiroshi Tsuji and Toshinori Takagi
" Ion Extraction with Space Charge Compensation of a Modified Beam-Plasma
Type Ion Source "
Proceedings of the Second Symposium on Ion Sources and Application
Technology (ISAT'78), Tokyo, pp. 41-42, February 16th-18th 1978 .
35. 石川順三, 佐野史道, 辻博司, アリ・モータメド・エクテサビ, 高木俊宜
" ビーム・プラズマ形イオン源 (Modified Beam-Plasma Type Ion Source) のプラズマ特性 "
第 25 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 27p-H-9, 1978 年 3 月 .
36. 佐野史道, 石川順三, 辻博司, アリ・モータメド・エクテサビ, 高木俊宜
" ビーム・プラズマ形イオン源 (Modified Beam-Plasma Type Ion Source) のイオン引き出し特性 "
第 25 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 27p-H-10, 1978 年 3 月 .
37. 辻博司, 石川順三, 佐野史道, アリ・モータメド・エクテサビ, 高木俊宜
" 空間電荷中和効果を用いたイオン引出しの一考察 "

第 25 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 27p-H-11, 1978 年 3 月.

38. アリ・モータメド・エクテサビ, 石川順三, 佐野史道, 辻博司, 高木俊宜
" ビーム・プラズマ電離による多価イオン生成に関する一考察 "

第 25 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 27p-H-12, 1978 年 3 月.

Self-Crossed Field Ion Sources

39. 高木俊宜, 山田公, 石川順三

" 電子衝撃形簡易イオン銃 "

第 18 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 1a-H-10, 1971 年 4 月.

40. 高木俊宜, 山田公, 石川順三

" 電子衝撃形メタルイオン源の特性 "

学振 132 荷電ビーム真空講演会, 1971 年 9 月.

41. Toshinori Takagi, Isao Yamada and Junzo Ishikawa

" Electron-Bombardment Type Simplified Ion Source "

Record of the Eleventh Symposium on Electron, Ion and Laser Beam
Technology, Boulder, U.S.A., pp. 623-630, May 1971.

42. Toshinori Takagi, Isao Yamada and Junzo Ishikawa

" Electron-Bombardment Type Simplified Source for High Temperature Operation
and the Production of Multiply-Charged Ions Utilizing Beam-Plasma
Interactions "

International Conference on Multiply-Charged Heavy Ion Sources and Accelerating
Systems, Gatlinburg, U.S.A., October 1971.

IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. NS-19, No. 2, pp. 142-149,
April 1972.

43. Toshinori Takagi, Isao Yamada, Junzo Ishikawa and Yutaka Fuyuki

" Characteristics of a Newly Designed Electron Bombardment Type Simplified
Ion Source for High Temperature Operation "

Proceedings of the Second International Conference on Ion Sources, Vienna,
Austria, pp. 784-789, September 1972.

44. 高木俊宜, 山田公, 石川順三, 冬木裕

" 電子衝撃形金属イオン源の動作解析 "

電気学会電子装置研究会, 資料番号 EDD-73-20, 1973 年 2 月.

45. 高木俊宜, 石川順三, 高岡寛

" 負イオン源としてのセルフ・クロスド・フィールド形イオン源に関する一考察 "

第 24 回応用物理学関係連合講演会, 予稿番号 28a-F-2, 1977 年 3 月.

46. Susumu Masaki, Junzo Ishikawa and Toshinori Takagi

"Self-Crossed Field Ion Source"

Proceedings of the Second Symposium on Ion Sources and Application
Technology (ISAT'78), Tokyo, pp. 47-48, February 16th-18th 1978.

Review and Instructive Papers

47. 高木俊宜, 石川順三

"イオン注入装置とイオン源の問題"

電気学会全国大会, 予稿S5-1, 昭和50年11月.

48. 石川順三

"イオンの作り方(1)-(2)"

アイオニクス, Vol. 1, No.2 (pp. 73-79), No. 3 (pp. 35-38), 1975年11/12月,
1976年1月.

49. 高木俊宜, 山田公, 石川順三

"イオン源に関する最近の動向"

電気学会電子装置研究会, 資料番号EDD-76-33, 1976年2月.

50. 石川順三

"イオン源(1)"

アイオニクス, Vol. 2, No. 5, pp. 31-37, 1976年3月.

51. 石川順三

"アイオニクス入門第4回 -イオン源(その2)-"

アイオニクス, Vol. 2, No. 6, pp. 29-34, 1976年4月.

52. 石川順三

"アイオニクス入門第5回 -イオン源(その3)-"

アイオニクス, Vol. 2, No. 11, pp. 26-31, 1976年9月.

53. 高木俊宜, 石川順三

"重イオン源の進歩と応用"

日本物理学会誌, Vol. 31, No. 9, pp. 691-701, 1976年9月.

54. 石川順三

"アイオニクス入門第6回 -イオン源(その3・続)-"

アイオニクス, Vol. 2, No. 12, pp. 22-28, 1976年10月.

55. 石川順三

"アイオニクス入門第7回 -イオン源(その4)-"

アイオニクス, Vol. 3, No. 15, pp. 22-33, 1977年1月.

56. 石川順三

"アイオニクス入門第8回 -イオン源(その5)-"

アイオニクス, Vol. 3, No. 25, pp. 22-31, 1977年11月.

57. Toshinori Takagi and Junzo Ishikawa

"Fundamental Investigation for High Intensity Ion Sources"

Proceedings of the Second Symposium on Accelerator Science and Technology,
Tokyo, pp. 1-6, March 23th-25th 1978 .

本論文で参考にした卒業論文並びに修士論文

卒業論文

村 重 伸 一	" イオンインプランテーションを目的としたイオン源の基礎的研究 "	昭和 45 年 3 月
岩 尾 裕 文	" 電子衝撃形イオン源の研究 "	昭和 46 年 3 月
粉 生 博	" ビームプラズマ形イオン銃の研究 "	昭和 46 年 3 月
ロツク・カイ・ホン	" 簡易形イオン銃の基本特性に関する研究 "	昭和 47 年 3 月
大 西 新 造	" 大出力を目的としたビーム・プラズマ形イオン銃に関する研究 "	昭和 47 年 3 月
佐 野 史 道	" ビームプラズマ形イオン源の電離機構とイオン引き出し系に関する研究 "	昭和 48 年 3 月
草 野 徳 正	" ビームプラズマ形イオン源の大電流イオン引き出しに関する研究 "	昭和 49 年 3 月
石 田 義 博	" ビームプラズマ形多価イオン源の基礎的動作解析 "	昭和 50 年 3 月
津 田 敏 隆	" ビームプラズマ形イオン源の多孔電極によるイオンビーム引き出しに関する研究 "	昭和 50 年 3 月
アリ・モータメ ド・エクテサビ	" Ionization Processes in Generation of Multiply-Charged Ion and Its Application to Beam-Plasma Type Ion Source "	昭和 52 年 3 月
木 村 昭 彦	" ビームプラズマ形イオン源におけるイオン引き出しに関する研究 "	昭和 52 年 3 月
姉 川 弘	" ビームプラズマ形イオン源のプラズマ診断 "	昭和 53 年 3 月

修士論文

森 田 憲 一	" 電子衝撃形イオン源の研究 "	昭和 47 年 3 月
岩 尾 裕 文	" ビームプラズマ形イオン源の動作解析と特性に関する研究 "	昭和 48 年 3 月
冬 木 裕	" Electron Bombardment Type Metal Ion Source "	昭和 48 年 3 月
佐 野 史 道	" ビームプラズマ形イオン源の大電力化に関する研究 "	昭和 50 年 3 月
草 野 徳 正	" ビームプラズマ形イオン源からの大電流イオンビーム引き出しに関する研究 "	昭和 51 年 3 月
高 岡 寛	" セルフクロスドフィールド形イオン源の基礎的研究 "	昭和 51 年 3 月

ビームプラズマ形イオン源に関する研究 正誤表

頁	位 置	誤	正
9	式(1-12)	(最後のヒリオド)。	(ヒリオドを除去)
15	図1-8 左	イオ	イオン
18	下から6行目	オンビーム	イオンビーム
21	表2-2 左上	エネルギー単位	エネルギー単位
"	表2-3 上中	"	"
30	図2-6 右	V_e	V_i
"	図2-7 縦軸	$10^{-1}, 10^{-2}$	$10^{-1}, 10^{-2}$
33	図2-10	--- 10^2	--- 10^{-2}
41	式(2-19)	$(i/T_e)^{1/2}$	$(T_i/T_e)^{1/2}$
45	式(2-24)	J_{bomb}	J_{bomb}
"	上から9行目	"	"
48	図2-23 下の v	v	v_{th}
50	v_i の上の2行目	荷電子粒子	荷電粒子
52	式(2-32)	$(kT_e)^{1/2}$	$(kT_e)^{-3/2}$
101	下から6行目	誘導率	誘電率
"	下から4行目	"	"
112	下から7行目	ドリフトチューブ	ドリフトチューブ
117	式(3-52)		(最後にヒリオドを付ける)。
179	図4-33 縦軸	イオン電流	イオン電流(任意目盛)
194	下から7行目	10 eV	10 V
214	下から9行目	5.25 GHz	5.15 GHz
267	文献 51	No. 6	No. 8
"	文献 52	No. 12	No. 14
"	"	10月	12月